

**Fakultät für Physik und Astronomie Universität
Heidelberg**

Bachelorarbeit in Physik
eingereicht von

Christopher Santek

geboren in Pforzheim

2020

Charakterisierung eines keilförmigen Scheibenlasersystems

Diese Bachelorarbeit wurde von Christopher Santek am
Institut für Technische Physik am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt am
Standort Stuttgart unter der Aufsicht von
Dr. Raoul-Amadeus Lorbeer (DLR) und
Prof. Dr. Markus Oberthaler (Universität Heidelberg)
durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

1	Abstract	1
2	Einführung	2
3	Grundlagen	4
3.1	Transmission	4
3.2	Laserphysik	5
3.2.1	Der 3-Niveau-Laser	5
3.2.2	Der 4-Niveau-Laser	6
3.2.3	Der Quasi 3-Niveau-Laser	6
3.2.4	Stimulierte Emission	7
3.2.5	Spontane Emission	10
3.2.6	Laserresonator	10
3.2.7	Laseroperation	14
3.3	KYLIE	14
3.3.1	Yb:YAG	14
3.3.2	Physikalische Betrachtung	15
3.3.3	Technische Details	23
3.4	Sättigung und Wirkungsgrad eines Lasersystems	25
3.4.1	Sättigung	25
3.4.2	Differentieller Wirkungsgrad	25
3.4.3	Wirkungsgrad	26
3.4.4	Sättigung und das Maximum der Wirkungsgradfunktion	26
3.5	Rigrod-Analyse	28
4	Durchführung	30
4.1	Vermessung der Transmissionsgrade verschiedener Auskopplungsspiegel	30
4.1.1	Zweck dieses Versuchs	30
4.1.2	Aufbau	30
4.1.3	Messvorbereitung und Messung	30
4.2	Optische Leistung eines Scheibenlasersystems bei verschiedenen Auskopplungsspiegeln	31
4.2.1	Zweck dieses Versuchs	31
4.2.2	Aufbau	31
4.2.3	Messvorbereitungen	32
4.2.4	Messung	32
4.3	Spektroskopische Analyse einer „KYLIE“-Vorrichtung mithilfe eines Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometers (FTIR)	33
4.3.1	Zweck des Versuchs	33
4.3.2	Aufbau	33
4.3.3	Messvorbereitung	34
4.3.4	Messung	36
4.4	Optische Laserverstärkung	36
4.4.1	Zweck des Versuchs	36
4.4.2	Aufbau	37
4.4.3	Messvorbereitung	38

4.4.4	Messung	39
5	Resultate	40
5.1	Vermessung der Transmissionswerte verschiedener Auskopplungsspiegel	40
5.2	Optische Leistung eines Scheibenlasersystems bei verschiedenen Auskopplungsspiegeln	41
5.3	Spektroskopische Analyse einer „KYLIE“-Vorrichtung mithilfe eines Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometers (FTIR)	47
5.4	Optische Laserverstärkung	55
5.5	Rigrod-Analyse	57
6	Diskussion	59
7	Zusammenfassung	65

1 Abstract

Die Strahlqualität herkömmlicher Laser, wird durch den Effekt der thermischen Linse, stark in Mitleidenschaft gezogen. Der Effekt der thermischen Linse, wird durch einen Temperaturgradienten in Strahlrichtung hervorgerufen. Bei Scheibenlasern wird das Lasermaterial in die Form einer Scheibe gebracht. Die Strahlrichtung wird senkrecht zu den kreisrunden Grundflächen gewählt. Dünne Scheiben können gut gekühlt werden, der Temperaturgradient in Strahlrichtung wird minimal. Deshalb bieten Scheibenlaser eine höhere Strahlqualität. Das Lasermaterial wird für gewöhnlich durch Licht energetisch angeregt. Verringert man die Ausdehnung des Lasermaterials in Strahlrichtung, so verringert man damit auch die Weglänge welche ein Lichtstrahl benötigt, um das Material zu durchlaufen. Da allerdings der Anteil des im Lasermaterial absorbierten Lichtes mit der durchlaufenen Weglänge zunimmt, können dünne Scheiben weniger Energie durch Absorption aufnehmen. Da wenig Energie im Lasermedium gespeichert wird, kann auch wenig Energie in Form erzeugter Laserstrahlung abgegeben werden. Üblicherweise leitet man daher den Laserstrahl sehr oft durch das Lasermedium. Die effektive Weglänge, multipliziert sich mit der Anzahl an Durchläufen. Hierfür erforderlich ist eine komplizierte Pumpoptik, welche den Laserstrahl vielfach umlenkt und immer wieder durch das Lasermaterial leitet. Die räumliche Ausdehnung eines solchen Systems schränkt die Anwendbarkeit stark ein, und die komplizierte Ausrichtung der Pumpoptik erschwert außerdem die Nutzung. Nur durch einen kleinen Keilwinkel, und durch Anbringung einer Beschichtung auf der Ober- und Unterseite des Lasermaterials, ist es jedoch möglich, die sonst sehr komplexe Pumpoptik, in das Lasermaterial zu integrieren. In dieser Arbeit soll geschildert werden, wie diese Idee eines keilförmigen Scheibenlasers im Detail technisch umgesetzt werden kann. Außerdem wird ausgeführt, wie die Umsetzung dieser Idee zu Laserleistungen von bis zu 708 Watt im Dauerstrichbetrieb, zu differentiellen optisch-optischen Wirkungsgraden von bis zu 58.5 %, zu optisch-optischen Wirkungsgraden von bis zu 51.1 % und zu Verstärkungsfaktoren von bis zu 10.8 für Kleinsignale führt.

2 Einführung

Der erste Laser wurde 1960 von Theodore Maiman entwickelt (FLWH08, S.601). Dieser wies noch einen sehr einfachen Aufbau auf. Über einen mit Quecksilberdampf gefüllten Glaskolben, fällt die Spannung einer Batterie ab. Diese elektrische Spannung erzeugt ein elektrisches Feld, welches auf die im Glaskolben befindlichen Quecksilberatome einwirkt. Aufgrund der ersten Ionisationsenergie, gibt es eine kritische elektrische Feldstärke, ab welcher die Quecksilberatome ionisieren und der Quecksilberdampf somit elektrisch leitfähig wird. Elektronen, welche aus der Kathode der Batterie austreten, rekombinieren mit den ionisierten Quecksilberatomen. Die benötigte Ionisationsenergie der Atome, wird anschließend in Form von Strahlung freigesetzt (Elektrolumineszenz). Im Inneren des spiralförmigen Glaskolben, befindet sich das Material Rubin. Der Wirtskristall dieses Materials ist Korund, welcher mit Chromionen dotiert ist (PJ88, S.66). (PJ88, S.28) zufolge liefert eine Quecksilber-Niederdruck-Gasentladungslampe monochromatische Strahlung, unter anderem insbesondere Strahlung mit den Wellenlängen $\lambda_1 = 404,7 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 577,0 \text{ nm}$. Diese ermöglicht es, die Chromionen innerhalb des Rubins elektronisch anzuregen. Hierbei kommen zwei Energiebänder in Frage. Das erste Band benötigt zur Anregung eine Wellenlänge von $\lambda_a = 400 \text{ nm}$, und das zweite $\lambda_b = 570 \text{ nm}$. Die meisten der hierhin angeregten Elektronen gehen mithilfe eines strahlungslosen Übergangs in einen metastabilen Zustand über. Die Elektronen sind in diesem Zustand „gefangen“, da sie erst nach 3 Millisekunden durch spontane Emission in den Grundzustand zurückfallen können. Man könnte daher auch von einem atomaren Energiespeicher sprechen. Sobald die Chromionen durch spontane- oder stimulierte Emission in den Grundzustand zurückfallen, wird Laserlicht der Wellenlänge $\lambda_L = 694.3 \text{ nm}$ emittiert. Die Fakten bezüglich der beiden Energiebänder, der Lebenszeit des metastabilen Zustandes im Rubin, sowie der erzeugten Laserwellenlänge, sind (PJ88, S.413) entnommen. Die Temperatur in Gasen entspricht der mittleren kinetischen Energie der Gasteilchen. Die Temperatur von Kristallgittern muss daher mit Gitterschwingungen zusammenhängen. Nähern wir die Gitterschwingungen mittels eines harmonischen Oszillators an, so lautet der Zusammenhang zwischen mittlerer kinetischer Energie $\langle T \rangle$ und mittlerer potenzieller Energie $\langle V \rangle$ laut Virialsatz $\langle T \rangle = \langle V \rangle$. Es lässt sich also im thermischen Gleichgewicht der Gleichverteilungssatz auf die potenzielle Energie übertragen $\langle V \rangle \propto \langle x^2 \rangle \propto T$. Die mittlere quadratische Auslenkung der Phononen ist daher proportional zur Temperatur T . Der strahlungslose Übergang in laser-aktiven Medien wie dem Rubin, regt innere Freiheitsgrade (wie etwa Phononen) des Kristalls an. Somit führen strahlungslose Übergänge zur Erwärmung des Lasermaterials. Der Brechungsindex ist im Allgemeinen temperaturabhängig, dies ist bei (M.E13, S.147) nachzulesen. Ein offensichtliches Beispiel dafür, dass der Brechungsindex temperaturabhängig sein kann, ist der isobare Phasenübergang von Wasser. Der Temperaturgradient innerhalb eines Laserkristalls führt dazu, dass sich der Brechungsindex dieses Kristalls nur noch durch eine Funktion beschreiben lässt, welche von der Temperatur abhängt $n \mapsto n(T)$. Diese Funktion wird der Temperaturfluktuation innerhalb des Materials entsprechend stark vom Ort abhängen. Somit verliert das Laserlicht an Kohärenz und Fokussierbarkeit, da es sich innerhalb des Mediums in verschiedene Richtungen unterschiedlich schnell ausbreitet. Ein Temperaturgradient im Inneren eines Lasermediums, führt letztlich zu einer verringerten Strahlqualität des Lasers. Dieser Effekt, wird als thermische Linse bezeichnet (M.E13, S.147). Um Temperaturgradienten zu minimieren, kann das laser-aktive Material gekühlt werden. Allerdings

verbessert sich die Homogenität der Temperatur im Inneren des Mediums, je größer das Verhältnis zwischen Oberfläche und Volumen ist. Diese Erkenntnis führte zu neuartigen Geometrien des Lasermaterials. Sie läutete die Erfindung des Faserlasers, des Plattenlasers und auch des Scheibenlasers ein. Die geringe Höhe des Lasermaterials in Scheibenform ermöglicht es, die Scheibe von unten so zu kühlen, dass der Temperaturgradient in Strahlrichtung (das heißt senkrecht zu den kreisrunden Grundflächen) minimal wird. Theoretisch ermöglicht ein Scheibenlaser somit eine hohe Strahlqualität. Praktisch gesehen, muss jedoch das Pumplicht mittels komplizierter Optik immer und immer wieder durch die Scheibe geschickt werden. Nur so kann bei dünnen Scheiben sichergestellt werden, dass ein Großteil des Pumplichtes im Dotierungsmaterial absorbiert wird. Denn wenn I_0 die Intensität eines Lichtstrahls bezeichnet, welcher in ein Körper eintritt. Und wenn d die Weglänge bezeichnet, welche das Licht benötigt, um den Körper zu durchqueren. So ist der Logarithmus des Verhältnisses zwischen I_0 und dem Anteil des transmittierenden Lichtes I proportional zu d .

$$\log \frac{I}{I_0} \propto -d \quad (2.1)$$

Dies ist das Lambert'sche Absorptionsgesetz (J.R06, S.58, Gleichung 2.8). Doch für dieses, die Pumpoptik betreffende Problem, wurde am DLR eine Lösung gefunden. Bringt man auf der Vorderseite einen Langpassfilter mit einem kleinen Winkel zur Scheibe an, so entsteht eine Laserfalle genannt „wedged optical lasing chamber for ytterbium disks“, oder kurz „WOLCYD“ (BRAJ19). Diese ermöglicht es bereits, dass ca. 92 % des Pumplichtes im Lasermaterial absorbiert wird. Trotzdem ermöglichte die Qualität des ersten Aufbaus nicht die Ausschöpfung des vollen Potenzials dieser Idee. Deshalb wurde am DLR eine monolithische Version entwickelt. Es handelt sich hierbei um das selbe Lasermaterial, doch statt in der Form einer Scheibe, wurde dieses nun in die Form eines Keils gebracht. Statt der üblicherweise auf der Vorderseite der Scheibe angebrachten Antireflexbeschichtung, wird bei dieser monolithischen Version eine speziell für diesen Zweck optimierte Beschichtung aufgebracht, welche den Effekt eines Langpassfilters aufweist. Dies führt zu einem „Kaleidoscopic effect in the Ytterbium Laser for Intensified Emission“, oder kurz „KYLIE“. Diese Vorrichtung soll in der vorliegenden Arbeit charakterisiert werden.

3 Grundlagen

3.1 Transmission

Überlegen wir uns in einem Gedankenexperiment die folgende Situation. Licht der Intensität I_0 trifft auf ein beliebiges Medium mit Brechungsindex n . Das Medium ist teilweise lichtdurchlässig, das transmittierende Licht weist eine Intensität I auf.

Aufgrund der Energieerhaltung ist dann davon auszugehen, dass die Energie des Lichtes erhalten bleibt. Da die Intensität des transmittierten Lichtes i.A. geringer ist als die des einfallenden Lichtes, muss der Rest der Energie entweder reflektiert oder vom Medium absorbiert worden sein.

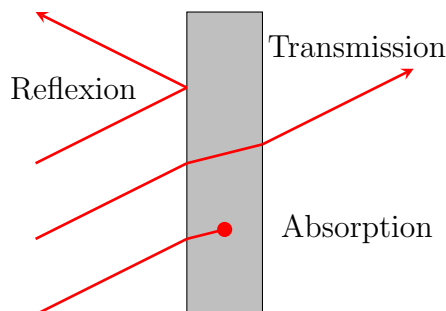


Abbildung 1: Lichtbrechung am Medium. Licht wird zum Teil transmittiert, zum Teil reflektiert und zum Teil absorbiert.

Man führt den Transmissionskoeffizienten t , den Reflexionskoeffizienten r , sowie den Absorptionskoeffizienten a ein. Es handelt sich hierbei um die Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein Photon transmittiert, reflektiert, beziehungsweise absorbiert wird.

$$t, r, a \in [0, 1] \quad (3.1)$$

Die Energieerhaltung lässt darauf schließen, dass folgender Zusammenhang stets erhalten bleibt (PJ88, Seite 289) :

$$1 = t + r + a \quad (3.2)$$

Nun ist die Laserintensität I proportional zur Anzahl der Photonen N in der entsprechenden Laserwellenlänge. Das Verhältnis zwischen der Anzahl transmittierender Photonen und der Anzahl einfallender Photonen ist somit gleich dem Intensitätsverhältnis zwischen transmittiertem- und einfallendem Licht.

$$\frac{N_t}{N_e} = \frac{I_t}{I_e} = t \quad (3.3)$$

Dieses Verhältnis entspricht der Definition des Transmissionskoeffizienten. Außerdem erhält man durch Integration der Laserintensität I über die Fläche die Laserleistung P bei einer Wellenlänge λ . In unserem Fall wird die Laserleistung, wie in Abbildung 11 dargestellt, mithilfe eines thermischen Leistungsmessgeräts gemessen. Die Querschnittsfläche Q des vermessenen Laserstrahls bleibt konstant.

$$P = \int I dA = I \cdot Q \quad (3.4)$$

Mithilfe von Gleichung 3.3 und 3.4 erhält man Gleichung 3.5, welche auch in (FLWH08, Seite 558) nachzulesen ist:

$$t = \frac{P_t}{P_e} \quad (3.5)$$

Für den Transmissionskoeffizient in Prozent nutzen wir im Folgenden das Zeichen T .

3.2 Laserphysik

Um die Funktionsweise eines Scheibenlasers zu verstehen, sollen zunächst einmal die Grundlagen der Laserphysik zusammengefasst werden. Das Grundprinzip eines Lasers kann gut am Beispiel eines 3-Niveau-Lasers verstanden werden.

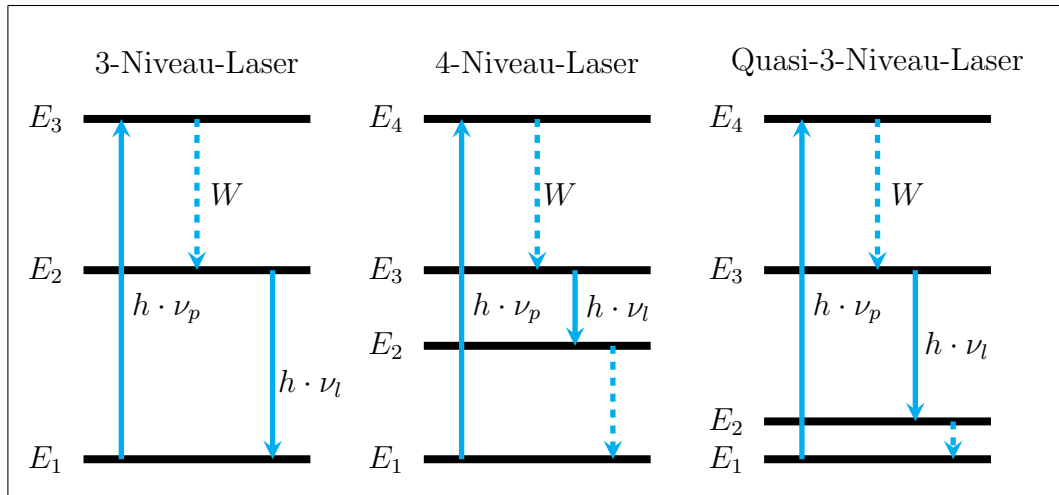


Abbildung 2: Lasersysteme verschiedener Niveaus. Links: 3-Niveau-Laser, Mitte: 4-Niveau-Laser, Rechts: Quasi-3-Niveau-Laser. Energieniveaus E_i , $i \in \{1, \dots, 4\}$, Grundniveau E_1 , Wärmeenergie W , Frequenz der Pumplaserdiode ν_p , Frequenz des Laserlichts ν_l . Wahrscheinliche Übergänge sind gestrichelt, weniger wahrscheinliche Übergänge mit durchgehender Linie gezeichnet. Die Illustrationen von Drei- bzw. Vier-Niveau Laser lassen sich mit (PJ88, Figure 10.6 bzw. Figure 10.7) vergleichen. Der Quasi-4-Niveau-Laser wird zum Beispiel in (M.E13, Seite 34) beschrieben.

3.2.1 Der 3-Niveau-Laser

Auf der linken Seite in Abbildung 2 ist ein 3-Niveau-Laser auf elementarer Weise illustriert. Eine Pumplaserdiode (siehe Abb. 12) mit einer (Pump-) Frequenz ν_p regt das laser-aktive Material an und versetzt es in ein erhöhtes Energieniveau E_3 . In einem Festkörperlaser etwa besteht das laser-aktive Material aus einem dotierten Wirtsmaterial. Es sind Ionen welche zur Dotierung verwendet und mittels Pumpstrahlung elektronisch angeregt werden. Die zum Zustand E_3 angeregten Elektronen fallen nach einer Zeit τ_{32} ohne Strahlung zu emittieren in einen Zustand E_2 zurück. Die Energiedifferenz $W = E_3 - E_2$ ist ungleich Null und wird dem Lasermaterial als Wärme zugeführt.

Hierbei handelt es sich daher um die Anregung innerer Freiheitsgrade, wie etwa der Anregung von Phononenschwingungen. Nach einer Zeit τ_{21} fällt das Elektron anschließend vom Zustand E_2 wieder in den Grundzustand E_1 zurück.

Der Übergang $E_2 \rightarrow E_1$ weist verglichen mit dem Übergang $E_3 \rightarrow E_2$ eine weitaus größere Lebenszeit auf $\tau_{21} \gg \tau_{32}$. Das heißt jedoch keineswegs, dass dieser Übergang nicht stattfindet. In der Tat ist aber die Wahrscheinlichkeit des Übergangs $E_3 \rightarrow E_2$ um ein Vielfaches größer, als die des Übergangs $E_2 \rightarrow E_1$. Man spricht deshalb im Falle von E_3 von einem instabilen Zustand. Im Falle von E_2 spricht man von einem metastabilen Zustand. Mit zunehmender Pumpintensität I auf einen Pumpfleck der Fläche F würden somit mehr Photonen zur Verfügung stehen um das Dotiermittel elektronisch anzuregen [siehe 3.3]. Die Folge wäre aufgrund der verschiedenen Lebenszeiten der Zustände, dass sich mit zunehmender Pumpleistung $P = I \cdot F$ auch mehr laser-aktive Ionen (Dotiermittel) im metastabilen Zustand E_2 befinden würden. Es muss daher eine kritische Grenzleistung P_k geben, sodass mehr als fünfzig Prozent aller laser-aktive Ionen innerhalb des bestrahlten Bereichs (Pumpfleck) sich im Zustand E_2 befinden. Man spricht in diesem Falle von einer Populationsinversion (A.J59), da entgegen der natürlichen Energieverteilung (Population) nach Boltzmann, in welcher Zustände geringerer Energie wahrscheinlicher sind und die Wahrscheinlichkeit zu höheren Energien hin exponentiell abfällt, nun mehr Ionen in höher energetischen Zuständen sind. Gehe man etwa davon aus, dass zu Beginn N_1 laser-aktive Ionen im Grundzustand E_1 waren, so befinden sich bei Anregung mittels einer kritischen Pumpleistung P_k im Mittel $N_2 \geq \frac{N_1}{2}$ Ionen im metastabilen Zustand E_2 . Laserlicht mit der (Laser-) Frequenz ν_l wird erzeugt und emittiert, falls ein elektronisch angeregtes laser-aktives Ion in den Grundzustand zurückfällt.

3.2.2 Der 4-Niveau-Laser

In der Mitte von Abbildung 2 ist ein 4-Niveau-Laser auf elementarer Weise illustriert. Gegenüber dem 3-Niveau-Laser unterscheidet sich der 4-Niveau-Laser darin, dass er über ein weiteres Energieniveau verfügt, welches durch E_2 abgekürzt wird. Die Lebenszeit des Zustands E_2 ist verglichen mit der Lebenszeit von E_3 sehr gering. Darum ist dieses untere Energieniveau auch stets nahezu leer. Dies vereinfacht eine Populationsinversion enorm. Jedoch wird nun eine Populationsinversion in E_3 bezüglich E_2 hergestellt. Der ganze Sinn einer Populationsinversion ist ja, dass die emittierten Laserphotonen mit der Frequenz ν_{12} mit höherer Wahrscheinlichkeit (über 50 %) weitere Laseremissionen stimulieren. Beziehungsweise emittierte Photonen sollten mit geringerer Wahrscheinlichkeit (unter 50 %) einfach von Nebenionen absorbiert werden. Da der Zustand E_2 nun jedoch stets nahezu leer ist ($N_2 \approx 0$), ist schnell eine Anzahl N_3 an Ionen im Zustand E_3 erreicht. Es gilt somit $N_3 > N_2$ und eine Populationinversion wurde erfolgreich etabliert. Eine Laseroperation in der Laserfrequenz ν_{12} kann also leicht erreicht werden und die kritische Pumpleistung um eine Populationsinversion zu erzielen sinkt relativ zu der im 3-Niveau-Laser benötigten kritischen Leistung.

3.2.3 Der Quasi 3-Niveau-Laser

Ist erst einmal der 3-Niveau-Laser und der 4-Niveau-Laser im Prinzip verstanden, so ist auch der Quasi-3-Niveau-Laser schnell verstanden. Es handelt sich bei dem in Abbildung 2 auf der rechten Seite in elementarer Weise dargestellte Laser um eine Mischform

aus 3-Niveau-Laser und 4-Niveau-Laser. Abermals gibt es vier verschiedene Energieniveaus, genau wie im 4-Niveau-Laser. Nun jedoch ist die energetische Abweichung zwischen Grundzustand E_1 und erstem angeregtem Zustand E_2 in der Größenordnung von $\Delta E \approx k \cdot T$, also der thermischen Energie pro Teilchen bei gegebener Temperatur T .

$$\Delta E = E_2 - E_1 \approx k \cdot T \quad (3.6)$$

Dies bewirkt natürlich, dass einige Ionen allein mittels thermischer Energie in den angeregten Zustand E_2 „springen“ können. Da die Lebenszeit dieses Zustands immer noch gering ist, werden die Ionen nicht lange dort verweilen. Insgesamt jedoch führt dies dazu, dass mehr Ionen in E_2 sind als vergleichsweise etwa im 4-Niveau-Laser. Wie bereits prinzipiell beschrieben heißt das, dass eine Populationsinversion von E_3 bezüglich E_2 erschwert wird. Es lässt sich also sagen, dass die benötigte kritische Pumpleistung P_k eines Quasi 3-Niveau-Laser zwischen der eines 3-Niveau-Lasers und der eines 4-Niveau-Lasers liegen wird. Bei der in dieser Arbeit charakterisierten „KYLIE“-Vorrichtung handelt es sich um einen Quasi-3-Niveau-Laser.

3.2.4 Stimulierte Emission

Die Emission von Energie in Form von Licht kann auch als Folge von Stimulation durch ein äußeres elektromagnetisches Feld geschehen. Definieren wir den Begriff der Mode eines Photons, genau wie es Einstein auch getan hat (A.E17). Zwei Photonen sind einer Mode, wenn ihre Frequenz, Phase und Richtung übereinstimmen. Ein elektromagnetisches Feld kann über seine Strahlungsdichte quantifiziert werden. Diese entspricht der Einheit Energie pro Volumen. Photonen können als Energiequanten $E = h \cdot \nu$ angesehen werden. Somit ist die Strahlungsdichte ebenso als eine Anzahl an Photonen pro Volumen zu verstehen. Innerhalb eines elektromagnetischen Feldes können Photonen verschiedener Moden vorkommen. Sei N die Anzahl der Photonen in einer gegebenen Mode M des elektromagnetischen Feldes E .

„Die Wahrscheinlichkeit, dass durch ein Photon der Mode M ein Photon angeregt wird, welches ebenfalls der Mode M angehört, ist $(N + 1)$ mal größer, als dass es einer unbesetzten Mode angehört.“

Diese Aussage soll im Folgenden gezeigt werden. Die Rechnung ist eine leichte Modifikation der von (P.S12, 8.1 Identische Bosonen und Symmetrieprinzip, S.126 ff.) durchgeführten Rechnung. Sie wird den Rest des Abschnitts 3 [Stimulierte Emission] füllen.

Die Erfüllung der Bell’schen Ungleichung bedeutet, dass die Prinzipien der Lokalität und Realität erfüllt sind. Realität wird einer Größe zugeschrieben, die in einem ungestörten System mit Sicherheit vorhersagbar ist. Lokalität besagt, dass die Messung an einem System den Zustand eines zweiten Systems nicht verändern kann, wenn die beiden Systeme nicht wechselwirken können. Die Quantenmechanik erfüllt in vielen Fällen die Bell’sche Ungleichung, aber nicht in allen. All dies ist (M.B20, S. 33 ff.) zu entnehmen. Somit ist in manchen Fällen das Prinzip der Lokalität erfüllt und man kann davon ausgehen, dass es voneinander unabhängige Quantensysteme gibt. Verschränkte Quantenteilchen sind Gegenbeispiele für die Erfüllung des Prinzips der Lokalität. Wenn

ich im weiteren Verlauf von „**unabhängig**“ spreche, beziehe ich mich auf einen Satz nicht-verschränkter Quantenteilchen, welche das Prinzip der Lokalität erfüllen. Seien zunächst $n \in \mathbb{N}$ Photonen durch eine symmetrische Wellenfunktion beschrieben. Zu diesem Zweck definiert man n quantenmechanische Zustände $|a_i\rangle$ mit $i \in [1, n]$, in welchen sich die jeweiligen Photonen befinden. Die Photonen befinden sich außerdem an einem Ort x_i mit $i \in [1, n]$. Sei zusätzlich \mathcal{P} die Gruppe der Permutationen aller Zahlen $i \in [1, n]$ und $\sigma \in \mathcal{P}$ eine Permutation. Es existieren dann $n!$ Gruppenelemente (d.h. Permutationen) in \mathcal{P} und die symmetrische Wellenfunktion Ψ_s der Photonen lautet im Allgemeinen:

$$\Psi_s(x_1, \dots, x_n) = \frac{1}{\sqrt{n!}} \left\{ \sum_{\sigma \in \mathcal{P}} \Psi_{|a_{\sigma_1}\rangle}(x_1) \Psi_{|a_{\sigma_2}\rangle}(x_2) \cdot \dots \cdot \Psi_{|a_{\sigma_n}\rangle}(x_n) \right\} \quad (3.7)$$

Es liegen also $(n!)$ -Terme vor, welche aufgrund des positiven Vorzeichen zwischen den Termen unter Vertauschung zweier Photonen symmetrisch sind. Dies drückt die Ununterscheidbarkeit von quantenmechanischen Teilchen aus. Nun wollen wir die Wellenfunktion von n unabhängigen Photonen Ψ_u ausdrücken:

$$\Psi_u(x_1, \dots, x_n) = \Psi_{|a_1\rangle}(x_1) \Psi_{|a_2\rangle}(x_2) \cdot \dots \cdot \Psi_{|a_n\rangle}(x_n) \quad (3.8)$$

Als nächstes soll die Wahrscheinlichkeit ermittelt werden, dass n Photonen eines Quantensystems den selben Zustand $|a\rangle$ besetzen. Wir haben also den Spezialfall

$$|a_i\rangle = |a\rangle \quad \forall i \in [1, n]$$

Für diesen Fall haben wir:

$$\Psi_s(x_1, \dots, x_n) = \frac{(n!)}{\sqrt{n!}} \cdot \{ \Psi_{|a\rangle}(x_1) \Psi_{|a\rangle}(x_2) \cdot \dots \cdot \Psi_{|a\rangle}(x_n) \} \quad (3.9)$$

$$= \frac{n!}{\sqrt{n!}} \{ \Psi_{|a\rangle}(x_1) \Psi_{|a\rangle}(x_2) \cdot \dots \cdot \Psi_{|a\rangle}(x_n) \} = \frac{n!}{\sqrt{n!}} \Psi_u(x_1, \dots, x_n) \quad (3.10)$$

Somit haben wir für die beiden Wellenfunktionsquadrate das Verhältnis:

$$\int \dots \int |\Psi_s(x_1, \dots, x_n)|^2 dx_1 \cdot \dots \cdot dx_n = \left(\frac{n!}{\sqrt{n!}} \right)^2 \int \dots \int |\Psi_{|a\rangle}(x_1)|^2 \cdot \dots \cdot |\Psi_{|a\rangle}(x_n)|^2 dx_1 \cdot \dots \cdot dx_n \quad (3.11)$$

$$= \left(\frac{n!}{\sqrt{n!}} \right)^2 \int \dots \int |\Psi_u(x_1, \dots, x_n)|^2 dx_1 \cdot \dots \cdot dx_n \quad (3.12)$$

$$= (n!) \cdot \int \dots \int |\Psi_u(x_1, \dots, x_n)|^2 dx_1 \cdot \dots \cdot dx_n \quad (3.13)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass n Photonen eines Quantensystems den selben Quantenzustand einnehmen ist somit $(n!)$ -mal höher, als dass dies für unabhängige Photonen der Fall wäre. Sei nun M eine Mode und die Wahrscheinlichkeit dass ein beliebiges unabhängiges Photon den Quantenzustand dieser Mode einnimmt P_u . Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass N unabhängige Photonen in den Zustand M übergehen sei mit $P_u^{(N)}$ abgekürzt. Die Wahrscheinlichkeit ist bekannt. Aufgrund der stochastischen Unabhängigkeit und da es sich um N Photonen handelt, deren Übergangswahrscheinlichkeit in die Mode M somit für alle Teilchen die selbe ist, gilt:

$$P_u^{(N)} = (P_u)^N \quad (3.14)$$

Wegen Gleichung 3.13 gilt für die Wahrscheinlichkeit $P_s^{(N)}$ dass N Photonen eines Quantensystems den Zustand M einnehmen:

$$P_s^{(N)} = (N!) \cdot P_u^{(N)} = (N!) \cdot (P_u)^N \quad (3.15)$$

Sei weiter $P(N+1|N)$ die bedingte Wahrscheinlichkeit, dass unter der Voraussetzung dass bereits N Photonen eines Quantensystems in einer Mode M sind, noch ein weiteres Photon in die selbe Mode eintritt. Wir haben dann den Zusammenhang:

$$P_s^{(N+1)} = P(N+1|N) \cdot P_s^{(N)} \stackrel{3.15}{=} (N+1)! \cdot P_u^{(N+1)} \quad (3.16)$$

$$= (N+1) \cdot P_u \cdot (N!) (P_u)^N \quad (3.17)$$

$$= \underbrace{(N+1) \cdot P_u}_{=P(N+1|N)} \cdot P_s^{(N)} \quad (3.18)$$

Wir stellen also fest, dass für die bedingte Wahrscheinlichkeit

$$P(N+1|N) = (N+1) \cdot P_u \quad (3.19)$$

gilt. Die bosonische Korrelation im Quantensystem bewirkt somit, dass die Wahrscheinlichkeit, dass immer weitere Photonen in der selben Mode landen, linear mit der Anzahl zunimmt. Außerdem folgt aus 3.15 und 3.19 auch

$$P(1|0) = P_u = P_u^{(1)} = P_s^{(1)} \quad (3.20)$$

Die Wahrscheinlichkeit P_u entspricht also nicht nur der Wahrscheinlichkeit, dass ein beliebiges unabhängiges Photon den Quantenzustand einer Mode M einnimmt, sondern ebenso entspricht P_u auch $P(1|0)$, das heißt der Wahrscheinlichkeit dass ein Photon eines Quantensystems als erstes in eine unbesetzte Mode M eintritt. Insgesamt lässt sich also aus Gleichung 3.19 ableiten, dass

$$P(N+1|N) = (N+1) \cdot P(1|0) \quad (3.21)$$

d.h. die Wahrscheinlichkeit, dass unter der Voraussetzung dass bereits N Photonen eines Quantensystems in einer Mode M sind, noch ein weiteres Photon in die selbe Mode eintritt, ist $(N+1)$ mal größer als die Wahrscheinlichkeit dass ein Photon eines Quantensystems als erstes in eine unbesetzte Mode M' eintritt. **Für große Strahlungsdichten** innerhalb eines Laserresonators verschwindet somit das Verhältnis

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{P(1|0)}{P(N+1|N)} = \frac{1}{(N+1)} = 0 \quad (3.22)$$

womit sich begründen lässt, warum bei stimulierter Emission innerhalb eines Laserresonators in den meisten Fällen Photonen der selben Mode emittiert werden. Die einzigsten Annahmen welche gebraucht wurden, ist die Symmetrie der bosonischen Wellenfunktion und die Existenz voneinander unabhängiger Photonen im Allgemeinen. Nicht wurde vorausgesetzt, dass die im laser-aktiven Medium erzeugten Photonen voneinander unabhängig sind. Dies spielt aufgrund von Gleichung 3.20 keinerlei Rolle mehr.

3.2.5 Spontane Emission

Ist die Emission von Energie in der Form von Licht nur auf die Stimulation durch die Vakuumfluktuation zurückzuführen, so wird sie als spontane Stimulation bezeichnet. Laut (PJ88) wurde in Experimenten festgestellt, dass selbst in bestmöglichem Vakuum Emissionen in Form elektromagnetischer Energie stattfinden.

3.2.6 Laserresonator

Nehmen wir im folgenden an, dass ein laseraktives Material bereits im Zustand der Populationsinversion vorliegt. Ein spontan emittiertes Laserphoton würde also mit einer Wahrscheinlichkeit größer als 50 % weitere Emissionen stimulieren. Dies kann schließlich zu einer Kettenreaktion führen, wie in Abbildung 3 dargestellt.

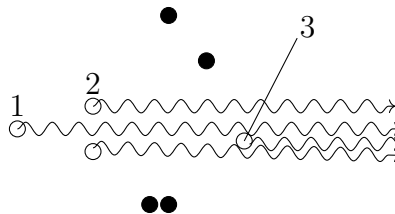


Abbildung 3: Kettenreaktion stimulierter Emissionen innerhalb eines laseraktiven Materials mit angeregten Ionen (schwarz), Ionen im Grundzustand (weiß) und emittierte Photonen (geschwängelt). Die Zahlen geben die Reihenfolge, gemäß welcher die Kettenreaktion abläuft.

Beschreibt N_{st} die Anzahl der Photonen, welche durch stimulierte Emission emittiert wurden und N_{sp} die Anzahl der spontan emittierten Photonen, so ist das Verhältnis $\frac{N_{sp}}{N_{st}}$ jedoch immer noch recht groß. Da spontan emittierte Photonen jedoch beliebige Richtungen, Frequenzen und Phasen, sprich Moden aufweisen können, ist das erzeugte Laserlicht nicht besonders kohärent. Dies lässt sich mittels Laserresonator erheblich verbessern. Ein Laserresonator besteht wie in Abbildung 4 dargestellt aus einem absolut-reflektivem Spiegel und einem Auskopplungsspiegel mit einem Transmissionsgrad größer Null.

Im Folgenden soll die Resonanzbedingung eines Laserresonators aus den Maxwell-Gleichungen hergeleitet werden.

Im ersten Schritt sollen hierfür die Maxwell-Gleichungen aufgelistet werden. Anschließend sollen die Maxwell-Gleichung der Einfachheit halber gleich auf das spezifische Problem eines Laserresonators angepasst werden. Danach wird die d'Alembertsche Wellengleichung für Licht hergeleitet und gelöst. Das Koordinatensystem wird wie in Abbildung 4 gewählt und die Lösung somit vereinfacht. Die beiden Randbedingungen des Resonatorspiegel werden in die reale Lösung eingesetzt und es wird sich die Resonanzbedingung daraus ergeben.

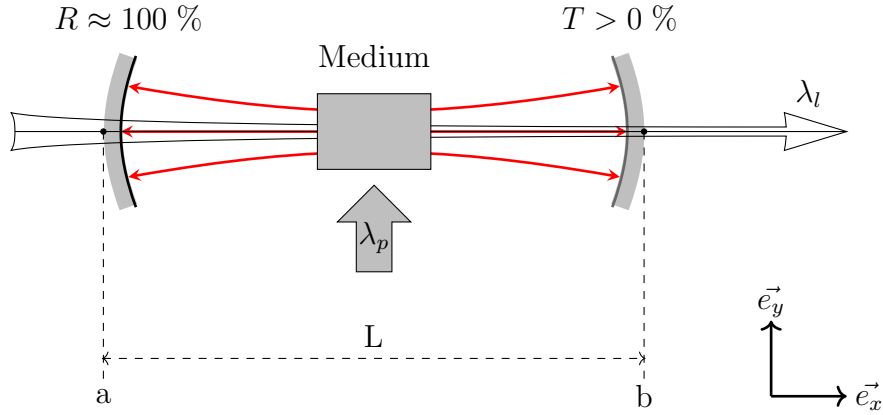


Abbildung 4: Aufbau eines Laserresonators. Laseraktives Medium in der Mitte, absolut reflektiver Resonatorspiegel auf der linken Seite, teilweise reflektiver Auskopplungsspiegel auf der rechten Seite, Pumplicht mit der Pumpwellenlänge λ_p , Laserlicht mit Wellenlänge λ_l . Wie die Achsen unten rechts anzeigen, liegt die optische Achse des Laserresonators auf der x -Achse. Zur Herleitung der Resonanzbedingung wird später benutzt, dass bei einer sich entlang der x -Achse ausbreitende elektromagnetischen Welle der Vektor \vec{E} in Richtung y -Achse zeigt. Die Länge $L := (b - a)$ des Laserresonators, ist der Abstand zwischen den beiden Spiegeln.

Die Maxwell-Gleichungen lauten:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho \quad (3.23)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.24)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial_t \vec{B} \quad (3.25)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{j} + \frac{1}{c^2} \cdot \partial_t \vec{E} \quad (3.26)$$

Da es sich um einen Laserresonator handelt, gibt es weder Ströme noch Ladungen:

$$\rho = |\vec{j}| = 0 \quad (3.27)$$

Damit nehmen die auf das spezifische Problem angepassten Maxwell-Gleichungen die folgende Form an:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.28)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.29)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial_t \vec{B} \quad (3.30)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \cdot \partial_t \vec{E} \quad (3.31)$$

Indem man die Rotation der dritten Maxwell-Gleichung 3.30 nimmt und die vierte Maxwell-Gleichung 3.31 einsetzt, erhält man die d'Alembertsche Wellengleichung für Licht.

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\partial_t (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad (3.32)$$

$$-\partial_t (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\partial_t \left\{ \frac{1}{c^2} \cdot \partial_t \vec{E} \right\} \quad (3.33)$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \underbrace{\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E})}_{=0} - \Delta \vec{E} \quad (3.34)$$

Aus den drei Gleichungen folgt somit die d'Alembertsche Wellengleichung:

$$\square \vec{E} = 0 \quad (3.35)$$

und der d'Alembert-Operator \square ergibt sich als:

$$\square = \frac{1}{c^2} \{ \partial_t^2 - \Delta \} \quad (3.36)$$

Man kann mittels Fouriertransformation eine Allgemeine Lösung in integraler Form finden. Für die Zwecke dieser Rechnung genügt es allerdings den Ansatz 3.37 zu verwenden:

$$\vec{E} = \vec{A} \cdot \exp \left\{ i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega \cdot t) \right\} \quad (3.37)$$

Wegen der Gleichung 3.38 erfüllt der Ansatz unter der Voraussetzung von Gleichung 3.39 die d'Alembertsche Wellengleichung.

$$\square \vec{E} = \left\{ -\frac{\omega^2}{c^2} + \vec{k}^2 \right\} \cdot \vec{A} \cdot \exp \left\{ i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega \cdot t) \right\} \quad (3.38)$$

$$|\vec{k}| = \frac{\omega}{c} \quad (3.39)$$

Das in Abbildung 4 gewählte Koordinatensystem vereinfacht die Lösung zu:

$$\vec{E} = A \cdot \vec{e}_y \cdot \exp \{ i(k \cdot x - \omega \cdot t) \} \quad (3.40)$$

Hierbei ist A die Amplitude des elektrischen Feldes entlang der y-Achse $\vec{A} = A \cdot \vec{e}_y$. Nur der Realteil der Lösung ist relevant, er lautet:

$$\vec{E}_{real} = A \cdot \vec{e}_y \cdot \cos(k \cdot x - \omega \cdot t) \quad (3.41)$$

Nun ist es aber aufgrund von Gleichung 3.39 so, dass das Vorzeichen des Wellenvektors \vec{k} im Ansatz 3.37 keinerlei Rolle spielt. Man hätte also auch von Anfang an ein umgekehrtes Vorzeichen für \vec{k} wählen können. Dies bedeutet, dass sich Wellen im Laserresonator parallel zur x-Achse ($\vec{k} \uparrow \uparrow \vec{e}_x$) oder antiparallel zur x-Achse ($-\vec{k} \uparrow \downarrow \vec{e}_x$) ausbreiten. Seien \vec{E}_1 und \vec{E}_2 zwei entgegengesetzte Wellenzüge.

$$\vec{E}_1 = A \cdot \vec{e}_y \cdot \cos(k \cdot x - \omega \cdot t) \quad (3.42)$$

$$\vec{E}_2 = A \cdot \vec{e}_y \cdot \cos(-k \cdot x - \omega \cdot t) \quad (3.43)$$

Aufgrund des Additionstheorems 3.45 ergibt sich mit $\alpha = \pm k \cdot x$ und $\beta = \omega \cdot t$ die Überlagerung 3.46:

$$\vec{E}_{ges} := \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (3.44)$$

$$\cos(\alpha - \beta) = \cos(\alpha) \cdot \cos(\beta) + \sin(\alpha) \cdot \sin(\beta) \quad (3.45)$$

$$\vec{E}_{ges} = 2 \cdot \cos(k \cdot x) \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (3.46)$$

Da es sich um ein Produkt zweier Cosinus-Funktionen handelt, gibt es zeitunabhängige Nullstellen. Es handelt sich also um eine stehende Welle. Die Randbedingungen des Laserresonators sind:

$$\vec{E}_{ges}(a) = \vec{E}_{ges}(b) = 0 \quad (3.47)$$

Diese Randbedingungen müssen zeitunabhängig erfüllt sein. Wir haben also die beiden Gleichungen:

$$k \cdot a = \frac{\pi}{2} + N_1 \cdot \pi \quad N_1 \in \mathbb{N} \quad (3.48)$$

$$k \cdot b = \frac{\pi}{2} + N_2 \cdot \pi \quad N_2 \in \mathbb{N} \quad (3.49)$$

Subtrahiert man Gleichung 3.49 von Gleichung 3.48 und setzt $N := N_2 - N_1$ mit $N \in \mathbb{N}$, so erhält man:

$$k \cdot \overbrace{(b - a)}^{:=L} = N \cdot \pi \quad (3.50)$$

$$(3.51)$$

Wegen $k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$ ergibt sich schließlich **die Resonanzbedingung**:

$$\frac{L}{\left(\frac{\lambda}{2}\right)} = N \quad (3.52)$$

Gleichung 3.52 besagt, dass Resonanz dann auftritt, wenn die Resonatorlänge ein Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Mit anderen Worten werden nur Wellenlängen im Resonator verstärkt, welche Bruchteile der doppelten Resonatorlänge sind.

$$\frac{2 \cdot L}{N} = \lambda \text{ mit } N \in \mathbb{N} \quad (3.53)$$

Der große Vorteil ist nun, dass der Laserresonator nur diejenigen Photonen rückkoppelt und somit verstärkt, welche sich genau entlang der optischen Achse ausbreiten. Photonen mit einer von der optischen Achse verschiedenen Richtung koppeln nach einer gewissen Anzahl an Reflexionen aus. Aufgrund der hohen Lichtgeschwindigkeit passiert dies sehr schnell. Der Abstand der beiden Spiegel zueinander ermöglicht es, die verstärkten Frequenzen im Laserresonator gemäß der Resonanzbedingung 3.52 genau festzulegen. Sei der Laserresonator also für eine Mode M konzipiert. Im Resonator entsteht daher ein elektromagnetisches Feld. Die Strahlungsdichte der Photonen in der Mode M innerhalb des Resonators steigt stetig an, da zurück-reflektierte Photonen

immer wieder neue Emissionen innerhalb des Lasermaterials stimulieren können. Photonen, welche einer anderen Mode angehören, koppeln aus oder werden nicht verstärkt. Es kann sogar zu destruktiven Interferenzen kommen. Da die Strahlungsdichte innerhalb der Mode M stetig zunimmt, nimmt gemäß des im vorherigen Kapitel bewiesenen Sachverhalts die Wahrscheinlichkeit stets zu, dass weitere emittierte Photonen ebenfalls von der entsprechenden Mode sind. Es handelt sich hierbei also um ein Beispiel positive Rückkopplung.

Der Transmissionsgrad der Auskopplungsspiegel wird so eingestellt, dass die Strahlungsdichte innerhalb des Resonators erhalten bleibt und dass gleichzeitig auch das auskoppelnde Laserlicht eine große optische Leistung aufweist. Hierbei handelt es sich um eine für das System charakteristische Extremwertaufgabe. Der Transmissionsgrad, welcher zu einer maximalen Leistungsausschöpfung führt, kann mithilfe einer Rigrod-analyse berechnet werden.

3.2.7 Laseroperation

Sowie nun alle physikalischen Aspekte eines Lasers im Allgemeinen geklärt sind, sollen in diesem Abschnitt alle Zutaten zusammengefügt und die Laseroperation als ganzes verstanden werden. Um mit einem Laser operieren zu können, benötigt es einen Laserresonator mit dem in im befindlichen Lasermaterial, welches je nach Anwendung gewählt wird. Es wird auch ein Pumplaser benötigt. Für diese Arbeit wurde eine Pumplaserdiode verwendet, welche im weiteren Verlauf weiter charakterisiert werden soll. Das Pumplicht wird auf das laseraktive Material gerichtet. Dieses wird zeitgleich mit Wasser gekühlt. Hierzu wird eine Optik benötigt, um das Pumplicht auf einen gewünschten Bereich auf dem Lasermaterial zu lenken und nötigenfalls auch zu fokussieren. Ab einer kritischen Pumpleistung P_k , welche vom spezifischen Lasermaterial abhängt, wird Laserlicht emittiert und wie beschrieben in einem Laserresonator verstärkt. Der Anteil des Laserlichts, welches den Auskopplungsspiegel durchtreten kann, wird anschließend mittels einer weiteren Optik auf den gewünschten Zielort umgelenkt.

3.3 KYLIE

3.3.1 Yb:YAG

Das für diese Arbeit für die Untersuchung genutzte Lasermaterial ist Yb:YAG. Der Wirtskristall ist Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) und dieser ist dotiert mit Ytterbium-Ionen (Yb). Die Pumpwellenlänge beträgt $\lambda_p = 969$ nm und die abgestrahlte Laserwellenlänge $\lambda_p = 1030$ nm (BRAJ19). Es handelt sich um einen Quasi-3-Niveau-Laser (siehe Abb. 2). Die geringe Abweichung zwischen Pump- und Laserwellenlänge bedeutete, dass der Quantendefekt von Yb:YAG sehr gering ist. Die Differenz beträgt gerade einmal $\delta\lambda = 61$ nm, dies ist verglichen mit Neodymium (Nd) niedrig. Es wird daher wenig Energie in Form von Wärme an den Laserkristall abgegeben, was Yb:YAG besonders für den Einsatz in Hochleistungs-Festkörperlasern interessant macht (M.L09, S.31).

3.3.2 Physikalische Betrachtung

In diesem Abschnitt soll schließlich vom Allgemeinen Fall eines Laserresonators ausgehend auf die in dieser Arbeit untersuchten Vorrichtung - genannt „KYLIE“, eingegangen werden. Abbildung 5 ist (RBC⁺20) entnommen und stellt die Geometrie von „KYLIE“ in Nahansicht dar.

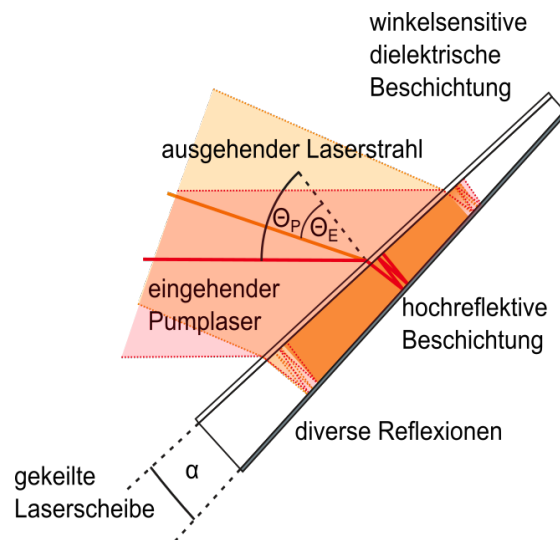


Abbildung 5: Nahansicht einer „KYLIE“-Geometrie. Eingezeichnet ist der Keilwinkel α , der Einfallswinkel des Pumplichts (Θ_P) und der Winkel unter welchem Laserlicht emittiert wird (Θ_E). Die Oberfläche der Seite, auf welcher das Pumplicht auftrifft, ist mit einer winkelabhängigen dielektrischen Schicht beschichtet. Während die Unterseite, welche das Laserlicht zurück durch das Lasermaterial schicken soll, eine hochreflektive Beschichtung aufweist. Letztere ist vom Einfallswinkel nahezu unabhängig. Die Unterseite der „KYLIE“-Vorrichtung ist ihrerseits auf eine aus Diamant bestehende Wärmesenke geklebt.

Wie bereits aus (RBC⁺20) vorgeht, ist „KYLIE“ im Gegensatz zu seiner Vorgängerversion namens „WOLCYD“ monolithisch. Das bedeutet das verwendete Lasermaterial Yb:YAG liegt nicht länger in der Form einer Scheibe vor, sondern es handelt sich nun um einen sehr dünnen Keil mit einem kleinen Keilwinkel α . Es bleibt also offen, wie diese neuartige Geometrie das bei Scheibenlasern übliche Problem komplexer Pumpoptiken löst. Schließlich wissen wir ja aus Gleichung 2.1, dass der Anteil des absorbierten Pumplichts proportional zur Länge des durchlaufenen Materials ist. Die Lösung liegt darin, dass aufgrund der beiden Beschichtungen auf der Ober- und Unterseite „KYLIE“ zu einer Laserfalle wird. Bei der Oberseite handelt es sich um eine dielektrische Beschichtung, welche sich im Grunde wie ein Langpassfilter verhält. Dieser lässt sich zum Beispiel in folgender Weise charakterisieren. Sei λ_k die Position der Kante und wenn wir mit t den Transmissionskoeffizienten bezeichnen, sei $\frac{dt}{d\lambda}(\lambda_k)$ die Kantensteilheit. Die Kantenbreite könnte als Differenz $\Delta\lambda$ definiert werden, in welcher die Differenz des Transmissionskoeffizienten maximal ist $\Delta t = (t_{max} - t_{min})$. Hierbei ist jedoch zu beachten, dass der maximale- oder minimale Transmissionskoeffizient womöglich nie erreicht wird. In Abbildung 6 ist beispielsweise die Konvention getroffen worden, dass das Maximum nur

zu 95 % erreicht werden muss. Das Minimum gilt als erreicht, wenn der Transmissionskoeffizient den Wert $t = 0.05$ erreicht.

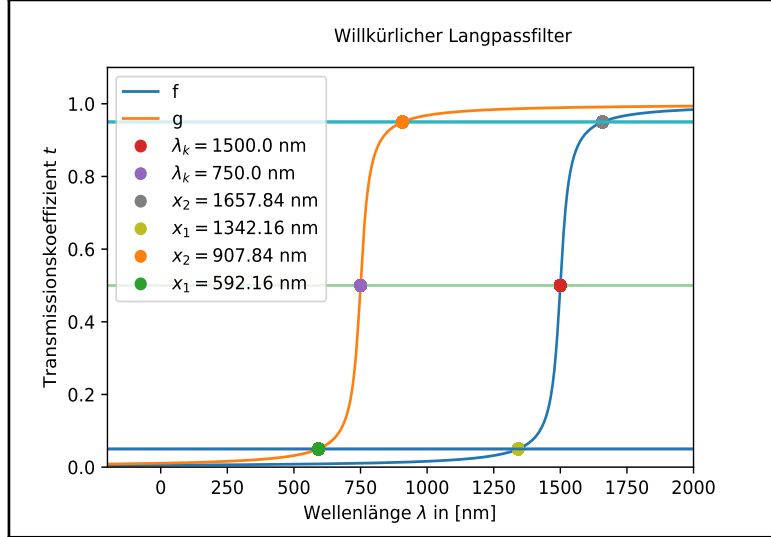


Abbildung 6: Charakterisierung eines willkürlichen Langpassfilters. Die Funktion f beschreibt den Transmissionskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge, wenn Licht unter einem Winkel von Null Grad einfällt $f = t(\lambda)$. Die Funktion g beschreibt den Transmissionskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge wenn Licht unter einem Winkel von $90^\circ > \Theta > 0^\circ$ einfällt, $g = t_\Theta(\lambda)$.

In Abbildung 6 haben wir für die Funktion f also zum Beispiel die Kantenposition $\lambda_k = 1500$ nm, die Kantenbreite beträgt

$$\Delta\lambda = 1657.84 \text{ nm} - 1342.16 \text{ nm} = 315,68 \text{ nm}$$

und über die Näherung $\frac{dt}{d\lambda} \approx \frac{\Delta t}{\Delta\lambda}$ ermittelt sich die Kantensteilheit in etwa mit $\frac{dt}{d\lambda} \approx \frac{0.9}{315,68} \text{ nm}^{-1} \approx \frac{3}{1000} \text{ nm}^{-1}$. Licht mit einer Pumpwellenlänge $\lambda_p < \lambda_k$ kann im Allgemeinen unter einem Winkel von $\Theta = 0^\circ$ nicht in einen Langpassfilter mit Kantenposition λ_k einkoppeln. In unserem Beispiel wäre das also etwa für eine Wellenlänge von $\lambda_p = 1000$ nm der Fall. Dieses Licht würde also vom Langpassfilter reflektiert werden. Langpassfilter weisen aber generell eine Winkelabhängigkeit auf. Koppelt das Licht unter einem Winkel $\Theta > 0^\circ$ ein, so verschiebt sich die Kante in Richtung kleinerer Werte der Kantenwellenlänge $\lambda_k(\Theta) < \lambda_k(0^\circ)$. Ist der Winkel und die entsprechende Verschiebung der Kante groß genug, so kann das sonst reflektierte Licht den Langpassfilter passieren. In Abbildung 6 gibt die Funktion g den verschobenen Verlauf des Kantenfilters an. Bei dem in diesem Beispiel verwendeten Einfallswinkel $\Theta_P = \Theta$ würde das Pumplicht der Wellenlänge $\lambda_p = 1000$ nm nun den Langpassfilter durchqueren. Im Allgemeinen lautet die Winkelabhängigkeit der Kante laut (RBC⁺20):

$$\lambda_k(\Theta) = \lambda_k(0^\circ) \sqrt{1 - (\sin^2(\Theta - \Delta\Theta)/n_{eff}^2)} \quad (3.54)$$

Derbei beschreibt n_{eff} den effektiven Brechungsindex der Beschichtungen von „KY-LIE“, $\lambda_k(0^\circ)$ ist die Position der Kante der dielektrischen Beschichtung bei senkrechtem

Eintritt des Laserstrahls. Bei $\Delta\Theta$ handelt es sich um einen systematischen Winkeloffset aufgrund einer inkorrekten experimentellen Eichung. Der Faktor $\Delta\Theta$ ist notwendig, da die im Abschnitt 4.3.3 beschriebene Eichung des „KYLIE“-Winkels nicht perfekt ist. Sei in einem Beispiel das verwendete Pumplicht der Wellenlänge $\lambda_p < \lambda_k(0^\circ)$. Dann gibt es einen exakten Winkel θ_k , bei welchem die Kante genau auf die Position der Pumpwellenlänge verschoben ist:

$$\lambda_p = \lambda_k(\theta_k) = \lambda_k(0^\circ) \sqrt{1 - (\sin^2(\theta_k - \Delta\Theta)/n_{eff}^2)} \quad (3.55)$$

Da die Kantenbreite größer Null ist, gibt es außerdem noch die folgenden beiden Winkel θ_+ und θ_- , für welche gilt:

$$\lambda_p - \frac{\Delta\lambda}{2} = \lambda_k(\theta_+) = \lambda_k(0^\circ) \sqrt{1 - (\sin^2(\theta_+ - \Delta\Theta)/n_{eff}^2)} \quad (3.56)$$

$$\lambda_p + \frac{\Delta\lambda}{2} = \lambda_k(\theta_-) = \lambda_k(0^\circ) \sqrt{1 - (\sin^2(\theta_- - \Delta\Theta)/n_{eff}^2)} \quad (3.57)$$

Das bedeutet wir haben die Winkel $\theta_- < \theta_k < \theta_+$, bei welchen die entsprechenden Kantenpositionen $\lambda_p + \frac{\Delta\lambda}{2} > \lambda_p > \lambda_p - \frac{\Delta\lambda}{2}$ betragen.

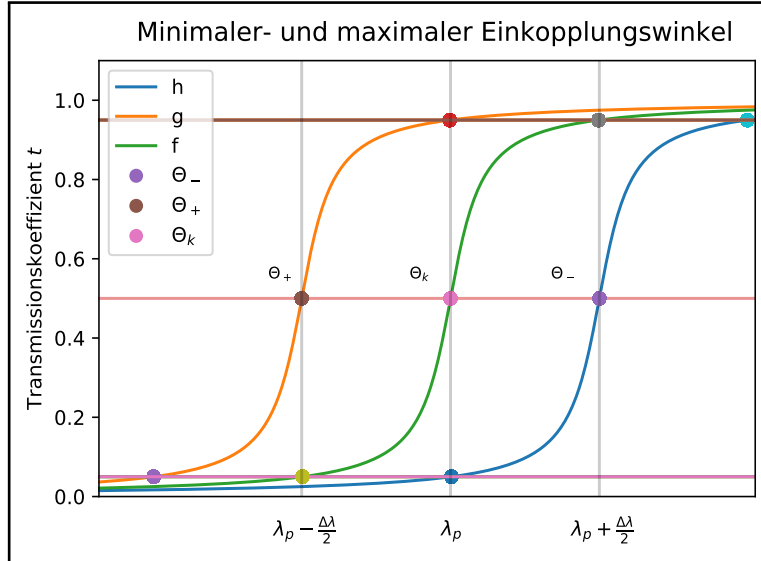


Abbildung 7: Die Abbildung zeigt die Verschiebung der Kantenposition eines Kantenfilters bei den drei Winkeln θ_- , θ_k und θ_+ . Die Kantenposition ist auf halben Anstieg festgelegt. Maximale Transmission ist auf $t = 0.95$ und minimale Transmission auf $t = 0.05$ festgelegt. Für einen Einkopplungswinkel von θ_k beträgt die Kantenposition genau $\lambda_k = \lambda_p$ und man erhält die Funktion f . Reduziert man den Einkopplungswinkel auf θ_- , so beträgt die Kantenposition gerade $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$ und man erhält die Funktion h . Vergrößert man hingegen den Einkopplungswinkel auf einen Winkel $\theta_+ > \theta_k$, so beträgt die Kantenposition gerade $\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$ und man erhält die Funktion g .

Bei θ_k handelt es sich um den Winkel, bei welchem die Kantenposition genau der Pumpwellenlänge entspricht. Wie in Abbildung 6 abgebildet, ist die Position der Kante auf

den halben Anstieg festgelegt. Die ist eine Konvention. Das bedeutet, dass für einen Einfallswinkel θ_k genau die Hälfte des Pumplichtes transmittieren kann. Bei θ_+ handelt es sich um den Winkel, ab welchem gerade 95 % des Pumplichtes transmittiert. Bei θ_- handelt es sich um den Winkel, ab welchem gerade noch 5 % des Pumplichtes transmittiert wird. Mit anderen Worten, bei einem Einfallswinkel von θ_- wird die Wellenlänge λ_p gerade noch reflektiert.

Nun ist es so, dass wie in Abbildung 5 dargestellt, zwischen dielektrischer- und hochreflektiver Schicht ein Keilwinkel α ist.

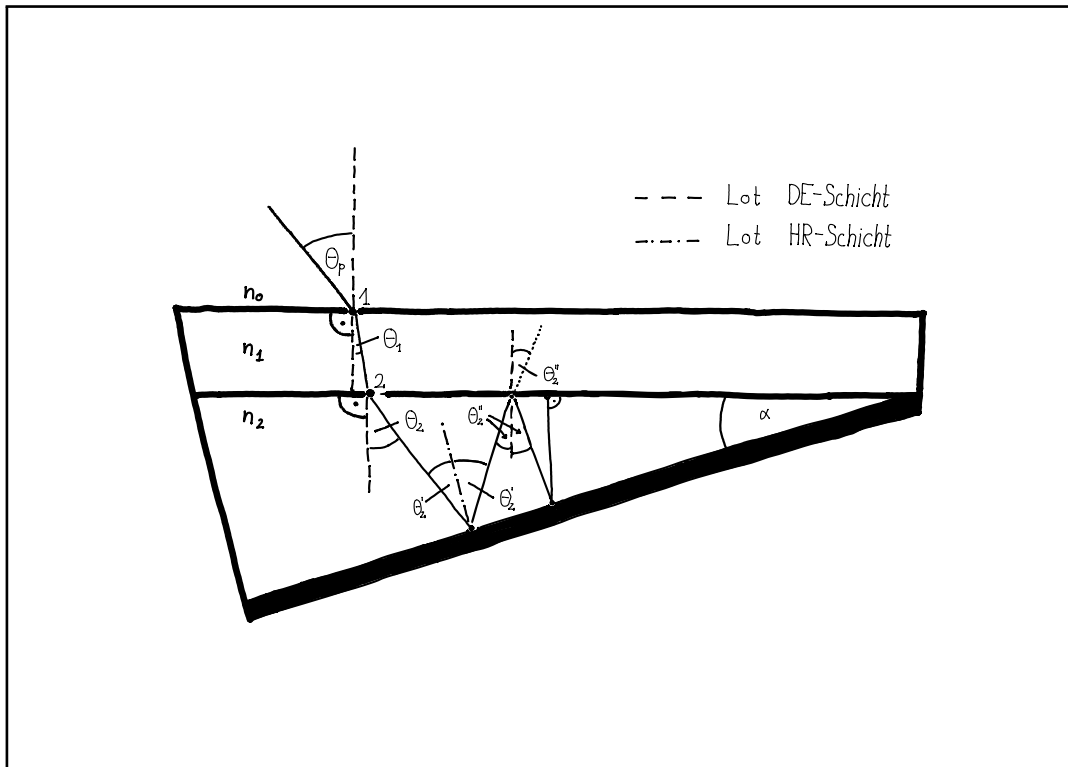


Abbildung 8: Brechung eines am Punkt 1 unter einem Winkel Θ_P in die dielektrischen Beschichtung einkoppelnden Lichtstrahls. Dargestellt ist auch eine zweite Brechung am Punkt 2 an einem Medium mit Brechungsindex n_2 . Der Brechungsindex von Luft wird mit n_0 bezeichnet. Der Brechungsindex der dielektrischen Beschichtung (in Grafik mit DE-Schicht abgekürzt) wird mit n_1 bezeichnet. Die hochreflektive Beschichtung wird mit HR-Schicht abgekürzt. Eingezeichnet ist außerdem der Keilwinkel α .

Das unter einem Winkel Θ_P einfallende Licht wird wie in Abbildung 8 dargestellt zweifach gebrochen. Es findet daher eine Transformation des Winkels gemäß des Brechungsgesetzes nach Snellius statt. Bezeichnet M diese Transformation des Einfallswinkels nach doppelter Brechung ins Medium 2 mit Brechungsindex n_2 . Dann lautet die Transformation $\Theta_P \mapsto M(\Theta_P)$. Die Transformation und somit der finale Winkel im Medium 2 lässt sich folgendermaßen bestimmen. Gesucht ist die Funktion $M(\Theta_P)$. Am Punkt 1 in Abbildung 8 geht Licht von Luft in das erste Medium mit Brechungsindex n_1 über. Das Brechungsgesetz an diesem Punkt lautet somit:

$$n_0 \cdot \sin(\Theta_P) = n_1 \cdot \sin(\Theta_1) \quad (3.58)$$

An Punkt 2 wird Licht aus Medium 1 mit Brechungsindex n_1 in das zweite Medium mit Brechungsindex n_2 gebrochen. Das Brechungsgesetz an diesem Punkt lautet:

$$n_1 \cdot \sin(\Theta_1) = n_2 \cdot \sin(\Theta_2) \quad (3.59)$$

Wobei Θ_2 der gesuchte Winkel $M(\Theta_P) = \Theta_2$ ist. Gleichung 3.58 und Gleichung 3.59 zusammengenommen ergeben die Gleichung:

$$n_0 \cdot \sin(\Theta_P) = n_2 \cdot \sin(M(\Theta_P)) \quad (3.60)$$

Umformen der Gleichung 3.60 führt zur gesuchten Funktion:

$$M(\Theta_P) = \arcsin \left\{ \left(\frac{n_0}{n_2} \right) \cdot \sin(\Theta_P) \right\} \quad (3.61)$$

Im Allgemeinen lautet die Transformation eines Winkels Θ unter M also:

$$M(\Theta) = \arcsin \left\{ \left(\frac{n_0}{n_2} \right) \cdot \sin(\Theta) \right\} \quad (3.62)$$

Betrachtet man Gleichung 3.62, so fällt auf, dass sich die Gleichung für den Spezialfall $n_0 = n_2$ stark vereinfacht. Besteht Medium 2 wie in der Vorgängerversion (genannt „WOLCYD“) auch aus Luft (siehe (BRAJ19)), so ist der Einfallswinkel und der Winkel im Inneren der Laserfalle identisch $M(\Theta) = \Theta$. Da es sich jedoch bei „KYLIE“ um eine monolithische Laserfalle handelt, besteht diese bis auf die beiden Beschichtungen gänzlich aus dem Lasermaterial Yb:YAG. Der Brechungsindex n_2 ist somit der Brechungsindex eines Yb:YAG-Kristalls.

Die Rücktransformation M^{-1} ist durch die Umkehrfunktion beschrieben. Wendet man die Rücktransformation auf den bereits transformierten Winkel an, so erhält man den ursprünglichen Winkel zurück.

$$M^{-1}(M(\Theta)) = \Theta \quad (3.63)$$

Aus mathematische Sicht ergibt sich dies einfach daraus, dass eine Umkehrfunktion f^{-1} einer Funktion f angewendet auf sich selbst die Identität ergibt. Aus physikalischer Sicht durchläuft man die Lichtbrechungen, welche oben untersucht wurden, in entgegengesetzter Richtung. Man könnte auch von zwei unterschiedlichen Systemen reden. Einmal hat man das „äußere System“ mit dem entsprechenden Licht in Luft. Und man hat das System, welches die Lichtstrahlen im Inneren von Medium 2 beschreibt. Die Winkel im äußeren- und inneren System unterscheiden sich voneinander, sodass eine Transformationsfunktion der Winkel notwendig wird.

Nach den Brechungen an der dielektrischen Beschichtung wird der Lichtstrahl gemäß Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel an der hochreflektiven Beschichtung reflektiert. Da das Lot der hochreflektiven Beschichtung jedoch relativ zum Lot der dielektrischen Beschichtung um einen Winkel von α gegen den Uhrzeigersinn gedreht ist (siehe Abbildung 8), lautet der Ein- und Ausfallwinkel $\Theta'_2 := \Theta_2 - \alpha$. Trifft das Licht wieder auf die dielektrische Schicht, so muss abermals die Winkeldifferenz zwischen den beiden Lötten abgezogen werden. Somit trifft der Lichtstrahl unter einem Winkel von $\Theta''_2 := \Theta_2 - 2 \cdot \alpha$ bezüglich des Lotes der dielektrischen Schicht auf. Bei jedem weiteren Kontakt mit der dielektrischen Schicht reduziert sich der Winkel um das doppelte des Keilwinkels. Sei nun wie oben definiert θ_- der Winkel, ab welcher die dielektrische Schicht gerade sperrt. Wenn wir nun möchten, dass der in Abbildung 5 dargestellte Keil zur Laserfalle wird, müssen wir fordern, dass der um $2 \cdot \alpha$ reduzierte Einfallswinkel nicht mehr ausreicht, um eine erneute Transmission durch die dielektrische Schicht zu ermöglichen. Im Idealfall wird der Einfallswinkel also als $\Theta_P = \theta_+$ gewählt. Damit nun der eingekoppelte Lichtstrahl nicht bereits nach der ersten Reflexion an der hochreflektiven Beschichtung wieder auskoppelt, muss gelten:

$$M^{-1}(\Theta_2 - 2 \cdot \alpha) < \theta_- \quad (3.64)$$

Hierbei ist diesmal $\Theta_2 = M(\theta_+)$. Wendet man auf beiden Seiten der Ungleichung die Transformation M an, so erhält man:

$$M(\theta_+) - 2 \cdot \alpha < M(\theta_-) \quad (3.65)$$

Physikalisch gesehen vergleicht Gleichung 3.64 die Winkel θ_+ , α und θ_- im äußeren System in Umgebungsluft. Gleichung 3.65 vergleicht die entsprechenden Winkel im inneren System miteinander. Formt man die Gleichung 3.65 um, so erhält man eine untere Abschätzung des Keilwinkels α :

$$\frac{M(\theta_+) - M(\theta_-)}{2} < \alpha \quad (3.66)$$

Das Licht wird also beim ersten Kontakt mit der dielektrischen Schicht gradeso transmittiert und beim zweiten Kontakt mit der dielektrischen Schicht gradeso reflektiert. In dem einfachen Fall, dass der Einfallswinkel außerdem ein gerades Vielfaches des Keilwinkels ist ($\Theta_P = 2 \cdot n \cdot \alpha$ mit $n \in \mathbb{N}$), trifft der Pumplaserstrahl bei seinem n -ten Kontakt mit der dielektrischen Schicht mit einem Winkel von 0° Grad auf. Anschließend wird der Strahl auf exakt die selbe Weise wieder zurück-reflektiert und durchquert das Lasermaterial somit letztendlich insgesamt $(4 \cdot n)$ -mal bevor er wieder an der selben Stelle mit selbigem Winkel auskoppelt. In Abbildung 5 (und in Abbildung 8) ist der Fall $\Theta_P = 4 \cdot \alpha$, daher $n = 2$ eingezeichnet. Der in Abbildung 5 rot dargestellte Pumpstrahl wird also bei jedem weiteren Kontakt mit der Oberseite um $2 \cdot \alpha$ reduziert. Beim zweiten Auftreffen, beziehungsweise nach vier Durchquerungen des Lasermaterials, entspricht der Winkel dann 0° Grad und wird nach vier weiteren Durchquerungen des Lasermaterials schließlich wieder an der selben Stelle ausgekoppelt.

Das generierte Laserlicht (in Abb. 5 orange dargestellt) besitzt eine von der Pumpstrahlung verschiedene Wellenlänge λ_l . Gemäß Gleichung 3.54 ist somit ein von Θ_P verschiedener Winkel erforderlich, um die dielektrische Schicht zu durchqueren und auszukoppeln. Da $\lambda_k(0^\circ) > \lambda_l = 1030 \text{ nm} > 969 \text{ nm} = \lambda_p$, ist ein geringerer Winkel $\Theta_E < \Theta_P$

nötig, um die Kantenposition bis auf den Wert der Laserwellenlänge zu verschieben.

Optimieren lässt sich die Laserfalle indem α minimiert wird. Bei kleineren Keilwinkeln wird der Einfallswinkel pro Bahn um einen geringeren Wert reduziert, und somit erlauben kleinere Keilwinkel mehr Durchläufe durch das Lasermaterial. Jedoch ist wegen Gleichung 3.66 der Keilwinkel aufgrund der Kantenbreite nach unten limitiert. Ist der Winkel zu klein, so kann der Laserstrahl bereits beim ersten Kontakt wieder auskoppeln. Eine Optimierung bedürfte daher einer vorerstigen Reduktion der Kantenbreite und eine damit einhergehende Maximierung der Kantensteilheit. Nur dann bleibt die in Gleichung 3.66 gemachte Abschätzung von α auch für kleinere Keilwinkel erfüllt. Die Problematik ist daher ganz der technischen Umsetzung eines möglichst steilen Kantenfilters verschuldet.

Der Anteil der Pumpstrahlung, welcher im Lasermaterial absorbiert wird, lässt sich mittels obiger Überlegung und des Lambert-Beer'schen Gesetzes abschätzen. Ist der Einfallswinkel Θ_P in etwa ein Vielfaches des Keilwinkels α , so ergibt sich für die Anzahl N an Durchgänge durch das Lasermaterial

$$N \approx \frac{\Theta_P}{\alpha} \quad (3.67)$$

Wegen des Lambert-Beer'schen Gesetzes (Gleichung 2.1) haben wir dann:

$$\log \frac{I}{I_0} \propto \{-2 \cdot d \cdot N\} \quad (3.68)$$

Hierbei ist I_0 die Intensität des eingestrahnten Pumpstrahls und I ist die Intensität, welche übrig bleibt, nachdem der Pumpstrahl das Lasermedium in „KYLIE“ N -mal durchlaufen hat. Die Intensität I nimmt exponentiell mit der Anzahl an Durchläufen N ab $I = I_0 \cdot \exp\{-2 \cdot d \cdot N\} \propto \exp\{-N\}$. Dies erklärt, warum „KYLIE“ eine vielversprechende Lösung für die Problematik komplexer Pumpoptiken in der Anwendung von Scheibenlasern ist. Eine Multiplikation der Durchläufe durch das Lasermaterial mittels komplizierter Pumpoptik wird hier nicht mehr benötigt. Im Falle von „KYLIE“ ermöglicht dies die Geometrie der Scheibe selbst. Die Pumpoptik ist also sozusagen in monolithischer Form in die Geometrie der Scheibe integriert.

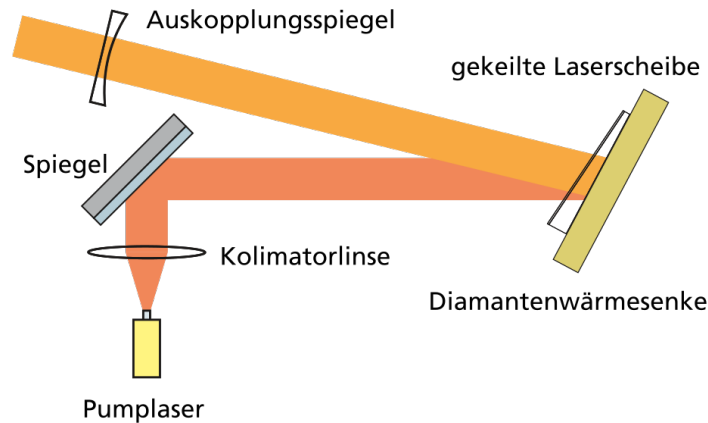


Abbildung 9: Optischer Aufbau „KYLIE“. Die Abbildung zeigt „KYLIE“ positioniert in einer simplen Pumpoptik mit I-Resonator.

Die Laseroperation mittels „KYLIE“ gestaltet sich einfach. Mithilfe einer Kollimatorlinse und mithilfe von Spiegeln wird die Pumpstrahlung unter einem Einfallswinkel auf die gewünschte Stelle auf der Keilscheibe gerichtet. Wird eine für Yb:YAG übliche kritische Pumpleistung (Laserschwelle) erreicht, so koppelt Laserlicht in einem vom Eintrittswinkel verschiedenen Austrittswinkel aus. Hierbei kann das durch stimulierte Emission erzeugte Laserlicht nicht direkt aus „KYLIE“ auskoppeln, sondern wird mehrere Male im Innern des Keils hin und her geworfen, bis das Laserlicht im richtigen Winkel auf die dielektrische Schicht trifft und transmittiert. Dies führt vor Ort zu einer Laseramplifikation, da gefangene Laserphotonen weitere Emissionen stimulieren. Koppelt das Laserphoton letztendlich aus, so wird es von einem konkaven Auskopplungsspiegel unter einer Wahrscheinlichkeit von $t > 0$ durchgelassen. Der Auskopplungsspiegel bildet zusammen mit der hochreflektiven Schicht auf der Rückseite einen I-Resonator. Streng genommen handelt es sich sogar um einen V-Resonator zwischen Auskopplungsspiegel, hochreflektiver Keilunterseite und der dielektrischen Beschichtung auf der Keiloberseite. Der Transmissionsgrad T kann mitunter sehr klein ausfallen, sodass die Strahlungsdichte im Inneren des Resonators sehr groß wird. Die Lasermode ist in ihrer Wellenlänge aufgrund des verwendeten Yb:YAG-Lasermaterials auf $\lambda_l = 1030 \text{ nm}$ festgelegt. Außerdem kann der Resonator nur bestimmte Frequenzen verstärken. Durch den Abstand zwischen der hochreflektiven Beschichtung des Keils und des konkaven Auskopplungsspiegel können somit die verstärkten Laserfrequenzen des hieraus resultierenden Laserresonators gemäß der Resonanzbedingung 3.52 ausgewählt werden. Die Richtung des auskoppelnden Laserstrahls wird durch den zur Wellenlänge λ_l gehörigen Emissionswinkel Θ_E (siehe Abbildung 5) der dielektrischen Schicht festgelegt. Da der Quantendefekt gering, aber nicht zu vernachlässigen ist, muss die Keilscheibe außerdem gekühlt werden. Dazu wurde die monolithische Scheibe auf eine Wärmesenke geklebt.

Aufgrund der ausgesprochen guten Wärmeleitfähigkeit von Diamant bietet sich dieses Material für die Wärmesenke besonders an. Die Diamantwärmesenke wird ihrerseits auf der Rückseite mit Wasser beströmt, um Temperatur- und Druckgradienten und somit den sich negativ auf die Strahlqualität auswirkenden Effekt der thermischen Linse (siehe 2) zu minimieren. Für die Erzeugung der Pumpstrahlung verwendeten wir eine Pumplaserdiode, welche im weiteren Verlauf dieser Arbeit in größerem Detail charakterisiert wird.

3.3.3 Technische Details

In diesem Abschnitt sollen die technischen Details von „KYLIE“ geklärt werden. Zunächst sollen die in Abschnitt 3.3.2 variabel gelassenen Werte, wie etwa der Keilwinkel α , der Einfallswinkel des Pumplichts Θ_p und der Laseremissionswinkel Θ_E , genauer spezifiziert werden. Anschließend soll die für diese Arbeit verwendete Laserdiode charakterisiert werden.

Der Resonator wurde mittels konkaver Auskopplungsspiegel mit einem Krümmungsradius von einem Meter etabliert. Diese wurden auf eine Laserwellenlänge von $\lambda_l = 1030$ nm optimiert. Der Keilwinkel, welcher in Abbildung 5 dargestellt ist, wies einen Winkel von $\alpha = 1^\circ$ Grad auf. Das technische Design der Vorrichtung (insbesondere der dielektrischen Beschichtung) ist so ausgelegt, dass s-polarisiertes Laserlicht mit einer Laserwellenlänge von $\lambda_l = 1030$ nm bei einem Winkel von $\Theta_E = 27.5^\circ$ Grad anfangen sollte, einzukoppeln. Unpolarisiertes Pumplicht der Wellenlänge $\lambda_p = 969$ nm, sollte ab einem Winkel von $\Theta_p = 45.5^\circ$ Grad in die Vorrichtung einkoppeln. Das mittels Kollimatorlinse und Spiegel (siehe Aufbau Abbildung 12) auf die Keilscheibe gerichtete Pumplicht, fällt unter einem Winkel von $\Theta_p \approx 45^\circ$ Grad ein und kann somit einkoppeln. „KYLIE“ selbst, ist wie in Abbildung 9 dargestellt auf eine Wärmesenke geklebt. Diese besteht aus Diamant. Zusätzlich wird diese Wärmesenke im idealen Fall von der Rückseite mit Wasser beströmt, welches eine Temperatur von 13° Grad hat. Für alle praktischen Zwecke ist die Rückseite des keilförmigen Lasermaterials mit einer winkelunabhängigen hochreflektiven Beschichtung beschichtet. Die dünne Seite des Keils weist eine minimale Dicke von $100 \mu\text{m}$ auf und der Keil besteht aus mit Ytterbium dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG). Die Fremdatomdichte beträgt 7 at-%, das heißt es kommen sieben Ytterbium-Atome auf hundert Atome des Yb:YAG-Kristalls.

All diese technischen Details sind in (RBC⁺20) nachzulesen. Nun kommen wir zu den technischen Details der Pumpoptik. Laut (BRAJ19), besteht der experimentelle Aufbau aus einer Laserdiode der Wellenlänge $\lambda_p = 969$ nm. Das Licht der Laserdiode wurde durch eine optische Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von $1000 \mu\text{m}$ geleitet. Nachdem das aus der optischen Faser austretende Pumplicht mithilfe einer konvexen Linse der Brennweite $f = 50$ mm kollimiert wurde, wurde es, wie in Abbildung 9 dargestellt, mittels eines hochreflektiven Spiegels auf die Keilscheibe gerichtet.

Kommen wir zuletzt zu der Charakterisierung der verwendeten Laserdiode.

Eingestellt wurde der Pumpstrom I_p . Zum eingestellten Strom wird dem in der Pumpvorrichtung befindlichen Pumpwiderstand entsprechend eine Pumpspannung V_p zugeordnet. Der Zusammenhang ist eine lineare Funktion

$$V_p = I_p \cdot R_p + \alpha \quad (3.69)$$

Bei R_p handelt es sich um den Innenwiderstand und bei α um die Schwellspannung der Pumpdiode. Die Konstanten R_p und α lassen sich durch einen Fit bestimmen. Es ergab sich ein Pumpwiderstand von $R_p = 0.22 \, \Omega$. Für den Schnittpunkt mit der y-Achse ergab sich der Wert $\alpha = 63.02 \, \text{V}$. Wir können V_p also als Funktion von R_p und α ausdrücken.

$$V_p = I_p \cdot (0.22 \, \Omega) + (63.02 \, \text{V}) \quad (3.70)$$

Die elektrische Pumpleistung ist dann:

$$P_E = I_p \cdot V_p \quad (3.71)$$

Die Funktion der optischen Pumpleistung P_p von dem eingestellten Pumpstrom I_p ist geräteabhängig und konnte aus einem Datenblatt der Pumplaserdiode entnommen werden. Es handelt sich abermals um einen linearen Zusammenhang

$$P_p = a \cdot I_p + b \quad (3.72)$$

Aus einer linearen Regression ergaben sich $a = 30.5 \, \text{V}$ und $b = -197 \, \text{Watt}$. Wir haben also die Gleichung:

$$P_p = (30.5 \, \text{V}) \cdot I_p - (197 \, \text{W}) \quad (3.73)$$

Die für die Laserdiode spezifischen Abhängigkeiten vom Pumpstrom sind in Diagramm 10 aufgetragen. Alle für die Pumplaserdiode wichtigen Einstellungen ließen sich also über den Pumpstrom I_p regeln und es genügte während der Messung (siehe Abschnitt 4.2.4), den eingestellten Pumpstrom zu notieren.

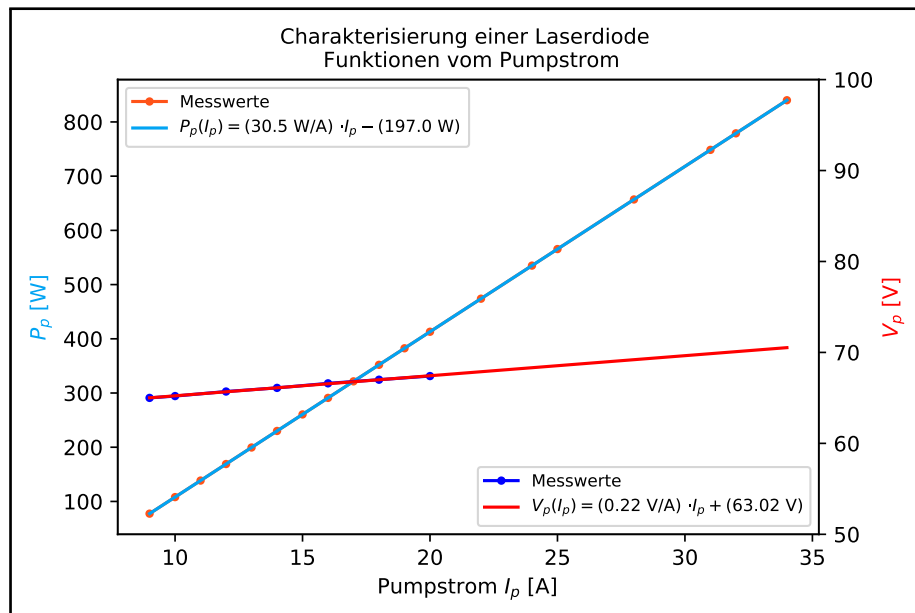


Abbildung 10: Die verwendete Laserdiode wird charakterisiert. Funktionen vom Pumpstrom I_p . Die Laserdiodenleistung als Funktion vom Pumpstrom $P_p(I_p)$ und die Pumpspannung als Funktion vom Pumpstrom $V_p(I_p)$.

3.4 Sättigung und Wirkungsgrad eines Lasersystems

3.4.1 Sättigung

Sei $P_l(P_i)$ die Laserleistung als Funktion einer Eingangsleistung P_i . In dieser Arbeit wurde mal die elektrische Leistung ($P_E = P_i$), und mal die damit generierte Pumpleistung ($P_p = P_i$) als Eingangsleistung (P_i) betrachtet.

Die Sättigung ist dann erreicht, wenn die erzeugte Laserleistung nicht mehr mit erhöhter Eingangsleistung zunimmt.

Bezeichne im Folgenden δP eine kleine Leistungsänderung. Wir haben trotz geringfügiger Erhöhung der Eingangsleistung $\delta P_i > 0$ keine Zunahme an Laserleistung zu verzeichnen $\delta P_l = 0$. Wir haben also

$$\frac{(P_l + \delta P_l) - P_l}{\delta P_i} = \frac{\delta P_l}{\delta P_i} = 0 \quad (3.74)$$

Da sich das Verhältnis $\frac{\delta P_l}{\delta P_i}$ von oben gegen die Null annähert, ist Sättigung genau dann erreicht, wenn die Funktion $P_l(P_i)$ ein Maximum annimmt:

$$P'(P_i) = 0; \quad P''(P_i) < 0 \quad (3.75)$$

3.4.2 Differentieller Wirkungsgrad

Die gemessene optische Laserleistung P_l kann gegen die Pumpleistung P_p in einem Diagramm aufgetragen werden. Der typische Verlauf der Laserleistung sieht folgendermaßen aus. Die optische Laserleistung steigt zunächst sehr langsam für zunehmende Pumpleistungen an, nähert sich schließlich einem linearem Wachstum und weicht schließlich für noch größere Pumpleistungen wieder von diesem linearem Wachstum ab, da sich die Pumpleistung der Sättigungsleistung annähert. Ein linearer Fit im Bereich des linearen Zuwachses ergibt den sogenannten „differenziellen Wirkungsgrad“ (englisch „slope-efficiency“) als Wert für die Steigung dieser Gerade. Da in diesem Fall die optisch eingestrahlte Laserdiodenleistung mit der extrahierten optischen Laserleistung des Yb:YAG-Keils verglichen wird (optisch-zu-optisch), soll der entsprechende differenzielle Wirkungsgrad mit η_{o2o} bezeichnet werden.

Die optische Laserleistung kann ebenso über die elektrische Pumpleistung P_E (siehe Gleichung 3.71) aufgetragen werden. Hierbei handelt es sich um die elektrische Leistung, welche benötigt wird, um die entsprechende Pumpleistung in der Laserdiode zu erzeugen. Es wird somit verglichen, wie groß die extrahierte optische Laserleistung, bei einer entsprechend aufgewandten elektrischen Leistung, ist (elektrisch-zu-optisch). Der entsprechende differenzielle Wirkungsgrad soll mit η_{e2o} bezeichnet werden. Hierbei handelt es sich um keinen wissenschaftlich allgemeingültigen Wert, da die Pumpdiode noch entsprechend charakterisiert werden muss und von Versuch zu Versuch unterschiedliche spezifische Abhängigkeiten vom Pumpstrom I_p aufweisen kann. Der differenzielle Wirkungsgrad η_{e2o} ist somit geräteabhängig. Jedoch wurde die für die Messungen dieser Arbeit benützte Laserdiode bereits durch den Grafen in Abbildung 5.1 vollständig charakterisiert.

3.4.3 Wirkungsgrad

Trägt man das Verhältnis zwischen Ein- und Ausgangsleistung als Funktion der Eingangsleistung auf, so erhält man eine Funktion, welche den Wirkungsgrad des Lasersystems beschreibt. Der typische Verlauf dieser Funktion sieht so aus, dass die Funktion für zunehmende Eingangsleistungen auch zunimmt. Die „Wirkungsgradfunktion“ nimmt solange zu, bis aufgrund der Sättigung des Lasermaterials auch eine zusätzliche Erhöhung der Eingangsleistung keine weitere Verstärkung der Laserleistung bewirken würde. Erhöht man die Eingangsleistung weiter, so fällt der Wirkungsgrad immer weiter ab. Als Wirkungsgrad η_i wird derjenige Messwert bezeichnet, welcher möglichst nah am Maximum der Wirkungsgradfunktion liegt. Es handelt sich daher um den Messwert, mit maximalem Verhältnis zwischen Ein- und Ausgangsleistung. Wobei der Index $i \in \{O2O, E2O\}$ kennzeichnet, ob es sich hierbei um den Vergleich zwischen optischer Eingangsleistung und optischer Ausgangsleistung (optisch-zu-optisch), oder um den Vergleich zwischen der elektrischen Eingangsleistung und der optischen Ausgangsleistung (elektrisch-zu-optisch) handelt.

Wird als Eingangsleistung die aufgewandte Laserdiodenleistung P_p angesehen, würde man also $\frac{P_l}{P_p}$ gegen P_p auftragen. Die Ausgangsleistung ist also P_l . Der zugehörige Wirkungsgrad als der maximal gemessene Wert $\frac{P_l}{P_p}$ wird dann als η_{O2O} bezeichnet.

Genau wie im Falle des differentiellen Wirkungsgrades, kann auch die elektrische Leistung P_E als Eingangsleistung angesehen werden. Man würde also $\frac{P_l}{P_E}$ gegen P_E auftragen (elektrisch-zu-optisch). Der zugehörige Wirkungsgrad als maximal gemessener Wert $\frac{P_l}{P_E}$ wird im Folgenden als η_{E2O} bezeichnet.

3.4.4 Sättigung und das Maximum der Wirkungsgradfunktion

Die Sättigung wird für eine Eingangsleistung erreicht, welche größer ist als diejenige Eingangsleistung, an welcher die entsprechende Wirkungsgradfunktion ihr Maximum annimmt. Das bedeutet, Sättigung ist erreicht, nachdem die Wirkungsgradfunktion ihr Maximum annimmt. Das Maximum einer Wirkungsgradfunktion η_j mit $j \in \{E2O, O2O\}$ ist dann erreicht, wenn eine kleine Erhöhung der Eingangsleistung δP_i eine Erhöhung der Laserleistung um

$$\delta P_l = y_0 \cdot \delta P_i \quad (3.76)$$

bewirkt.

Hierbei ist $y_0 := \left\{ \frac{f_0}{g_0} \right\}$, $f_0 = P_l(P_i)$ und $g_0 = P_i$.

Beweis:

Sei $\delta P_l = \delta P_i \cdot y_0$, $y_0 = \frac{f_0}{g_0}$, $f_0 = P_l(P_i)$ und $g_0 = P_i$. Für kleine Abweichungen δP ist das Maximum der Wirkungsgradfunktion $\eta = \frac{P_l}{P_i}$ dann erreicht, wenn gilt:

$$\left[\frac{\left\{ \frac{P_l + \delta P_l}{P_i + \delta P_i} \right\} - \left\{ \frac{P_l}{P_i} \right\}}{\delta P_i} \right] = 0 \quad (3.77)$$

Setzen wir obige Werte ein, so können wir diesen Zusammenhang tatsächlich nachweisen. Wegen $\delta P_i > 0$ ist nur zu zeigen, dass gilt:

$$\left[\left\{ \frac{P_l + \delta P_l}{P_i + \delta P_i} \right\} - \left\{ \frac{P_l}{P_i} \right\} \right] = 0 \quad \Leftrightarrow \quad (3.78)$$

$$\left[\frac{(P_l + \delta P_l) \cdot P_i - P_l \cdot (P_i + \delta P_i)}{P_i^2 + \delta P_i \cdot P_i} \right] = 0 \quad \Leftrightarrow \quad (3.79)$$

$$\left[\frac{\delta P_l \cdot P_i - P_l \cdot \delta P_i}{P_i^2 + \delta P_i \cdot P_i} \right] = 0 \quad \Leftrightarrow \quad (3.80)$$

$$(3.81)$$

Wegen $P_i^2 > 0$, $\delta P_i > 0$ und $P_i > 0$, gilt auch $(P_i^2 + \delta P_i \cdot P_i) > 0$. Es genügt also zu zeigen, dass:

$$\delta P_l \cdot P_i - \delta P_i \cdot P_l = 0 \quad \Leftrightarrow \quad (3.82)$$

$$\delta P_l \cdot P_i = \delta P_i \cdot P_l \quad \Leftrightarrow \quad (3.83)$$

$$\delta P_l = \left[\frac{P_l}{P_i} \right] \cdot \delta P_i \quad (3.84)$$

Wegen der Definition $y_0 := \left\{ \frac{f_0}{g_0} \right\} = \left\{ \frac{P_l}{P_i} \right\}$ folgt also somit die Behauptung. \square

Aus dem Maximum-Kriterium 3.76 folgt auch unmittelbar, dass das Maximum der Wirkungsgradfunktion bereits vor der Sättigung erreicht wird. Ist das Maximum-Kriterium erfüllt, so liegt ein Maximum der Wirkungsgradfunktion vor. Wegen $P_l(P_i) > 0 \forall P_i$ und $P_i > 0$, gilt auch $y_0 > 0$. Wegen $\delta P_i > 0$ folgt also aus dem Maximum-Kriterium auch $\delta P_l > 0$. Das bedeutet, dass für kleine Erhöhungen der Eingangsleistung $\delta P_i > 0$ die Laserleistung zunimmt und somit noch keine Sättigung ($\delta P_l = 0$) erreicht wurde. Es kann also zusammenfassend gesagt werden, dass die Eingangsleistung bei welcher die entsprechende Wirkungsgradfunktion ein Maximum annimmt \hat{P}_i und die Eingangsleistung, bei welcher Sättigung erreicht wird $P_i^{(s)}$ in der in Ungleichung 3.85 ausgedrückten Relation stehen:

$$\hat{P}_i < P_i^{(s)} \quad (3.85)$$

Siehe hierzu auch Abbildung 24 und 25. Physikalisch kann man diesen Zusammenhang folgendermaßen deuten. Der mittels Pumpfleck der Fläche Q bestrahlte Bereich des Lasermaterials weist ein Volumen V auf. Beträgt die Dotierungsdichte der Ytterbiumatome ρ , so gibt es im bestrahlten Volumen insgesamt N -Ytterbiumatome mit

$$N = \rho \cdot V \quad (3.86)$$

welche bei der entsprechenden Pumpfrequenz atomar angeregt werden können. Da die angeregten Atome nach einer Zeit τ wieder in den Grundzustand zurückfallen, ist ein steter Energiefluss notwendig um den Laser am Laufen zu halten. Da die Anzahl der Ytterbiumatome im Volumen V beschränkt ist, genügt als eine endliche Eingangsleistung um alle Atome immer wieder atomar anzuregen. Bei dieser optimalen Eingangsleistung handelt es sich um die Leistung, bei welcher Sättigung erreicht wird - also um

$P_i^{(s)}$. Denn eine weitere Erhöhung der Eingangsleistung kann keine weitere Verstärkung der optischen Laserleistung mehr bewerkstelligen. Trifft ein Photon mit der Pumpfrequenz ν_p auf das Lasermaterial, und sind bereits alle N vorhandenen Atome angeregt, so ist das Lasermaterial für dieses Photon transparent. Das bedeutet, dass es mit einer Wahrscheinlichkeit von $t = 1$ transmittiert. Wie es prinzipiell oft der Fall, lässt sich nun mithilfe der 80-20-Regel erklären, warum der maximale Wirkungsgrad bereits früher erreicht wird. Denn es ist leicht, mit entsprechend großer Pumpleistung viele Ytterbium-Atome gleichzeitig anzuregen. Die wenigen übrig gebliebenen Ytterbium-Atome gleichfalls anzuregen ist jedoch um einiges schwerer. Es ist, als würde man „mit Kanonen auf Spatzen schießen“. Man kann die Leistung zwar weiter steigern, doch ab einer gewissen Anzahl angeregter Ytterbium-Atome rentiert sich das nicht mehr. Der Wirkungsgrad fällt daher schon früher ab. Und zwar noch bevor die eigentliche Sättigung des Lasermaterials erreicht wurde.

3.5 Rigrod-Analyse

Die Rigrod-Analyse ist eine anerkannte Methode zur Bestimmung der Effizienz eines Lasersystems. Insbesondere können mittels dieser Analyse interne Verluste quantifiziert werden. Die Rigrodfunktion beschreibt die ausgeschöpfte Energie als Funktion des Transmissionskoeffizienten. Somit hilft diese Funktion auch bei der Bestimmung des optimalen Transmissionskoeffizienten. Ein Laserresonator besteht für gewöhnlich aus zwei Spiegeln (siehe Abbildung 4). Handelt es sich etwa bei Spiegel M_1 um einen Spiegel, dessen Reflexionskoeffizient r_1 möglichst groß sein soll. Und handle es sich bei Spiegel M_2 um den Auskopplungsspiegel mit einem Transmissionskoeffizienten $t > 0$. Die Abweichung des Reflexionskoeffizienten r_1 von der Eins, verursacht dann die internen Verluste $l = 1 - r_1$. Sei $r_2 = 1 - t$ der Reflexionskoeffizient des Auskopplungsspiegels und sei g_0 die Signalverstärkung nach einem Durchlauf. Dann ergibt sich laut (A.E86, S.487)

$$\frac{I_{out}}{I_{avail}} = \frac{t}{(1 + \sqrt{\frac{r_2}{r_1}})(1 - \sqrt{r_1 \cdot r_2})} \left[1 + \frac{\ln \sqrt{r_1 \cdot r_2}}{\ln g_0} \right] \quad (3.87)$$

Hierbei ist I_{avail} die maximale Intensität, welche aus dem Lasermedium extrahiert werden kann. Da die Fremdatomdichte und das Volumen des Lasermaterials endlich sind, ist somit auch die Anzahl der Ytterbiumatome endlich. Möchte man nun den differentiellen Wirkungsgrad η mithilfe dieser Funktion ausdrücken, so muss die Funktion folgendermaßen erweitert werden:

$$\eta = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{I_{out}}{I_{avail}} \cdot \underbrace{\frac{I_{avail}}{I_{in}}}_{:=\eta_{in}} = \frac{t \cdot \eta_{in}}{(1 + \sqrt{\frac{r_2}{r_1}})(1 - \sqrt{r_1 \cdot r_2})} \left[1 + \frac{\ln \sqrt{r_1 \cdot r_2}}{\ln g_0} \right] \quad (3.88)$$

Da sich alle Intensitäten auf den selben bestrahlten Querschnitt Q des Lasermaterials beziehen, gilt wegen Gleichung 3.4 außerdem $\eta_{in} := \frac{I_{avail}}{I_{in}} = \frac{P_{avail}}{P_{in}}$. Es handelt sich also bei η_{in} um das Verhältnis zwischen maximal extrahierbarer Leistung und der Eingangsleistung. Betrachtet man die optische Pumpleistung als Eingangsleistung, so

ergibt sich schließlich wegen $P_{in} = P_p$ und $P_{out} = P_l$ die Regressionsgleichung:

$$\eta_{o2o} = \frac{t \cdot \eta_{in}}{\left(1 + \sqrt{\frac{(1-t)}{(1-l)}}\right) \left(1 - \sqrt{(1-l) \cdot (1-t)}\right)} \left[1 + \frac{\ln \sqrt{(1-l) \cdot (1-t)}}{\ln g_0}\right] \quad (3.89)$$

4 Durchführung

4.1 Vermessung der Transmissionsgrade verschiedener Auskopplungsspiegel

4.1.1 Zweck dieses Versuchs

Die prozentualen Angaben des Transmissionskoeffizienten auf den optischen Bauteilen kann vom tatsächlichen Transmissionswert abweichen. Ziel dieses Versuches ist die genaue Bestimmung der Transmissionswerte sieben verschiedener Auskopplungsspiegel.

4.1.2 Aufbau

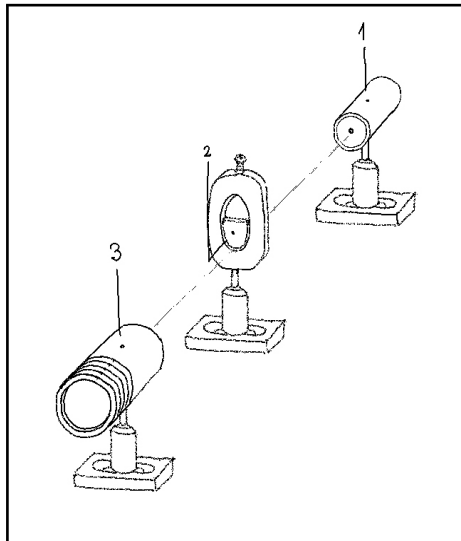


Abbildung 11: Aufbau zur Vermessung von Transmissionswerten verschiedener Auskopplungsspiegel. 1 - Laser-Vorrichtung, 2 - Auskopplungsspiegel mit $T = T_i$, $i \in \{1, \dots, 7\}$, 3 - Thermales Leistungsmessgerät.

4.1.3 Messvorbereitung und Messung

Nachdem alles wie abgebildet aufgebaut war, wurden die zu vermessenen Auskopplungsspiegel bereit gelegt. Bei den sieben verschiedenen Auskopplungsspiegel handelt es sich um konkav gekrümmte Spiegel, jeder mit einem Krümmungsradius von $R = 1$ m. Optimiert wurden die Auskopplungsspiegel laut (RBC⁺20) für eine Laserwellenlänge von $\lambda_l = 1030$ nm. Die sieben Auskopplungsspiegel unterschieden sich in ihrem Transmissionskoeffizienten. Man wählte nun einen der Auskopplungsspiegel aus. Anschließend konnte der Seed-Laser aktiviert und es konnte gemessen werden. Der Auskopplungsspiegel (2) wurde aus dem Laserstrahl genommen, um den Seed-Laserstrahl unmittelbar mit dem Leistungsmessgerät (3) zu vermessen. Diese Messung wurde als Referenzwert benötigt. Anschließend wurde der Auskopplungsspiegel wieder an seinen Platz

gestellt und das transmittierende Licht konnte vermessen werden. Die Referenzmessung sowie die anschließende Messung des transmittierenden Lichtstrahls wurden zehnmal wiederholt, um durch Mittlung der Werte später präzise Ergebnisse zu erhalten. Diese zwanzig Messungen wurden für alle sieben verschiedenen Auskopplungsspiegel durchgeführt.

4.2 Optische Leistung eines Scheibenlasersystems bei verschiedenen Auskopplungsspiegeln

4.2.1 Zweck dieses Versuchs

Laserleistung und die zugehörige Effizienz sind zwei überaus wichtige Kenngrößen eines Lasersystems. Insbesondere ist dies dann der Fall, wenn wie am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt an Hochleistungslasern geforscht wird. Ziel dieses Versuchs soll es sein, eine Vielzahl verschiedener Systemkonfigurationen eines auf „KYLIE“ basierenden Lasersystems auszutesten und deren Kenngrößen festzuhalten.

4.2.2 Aufbau

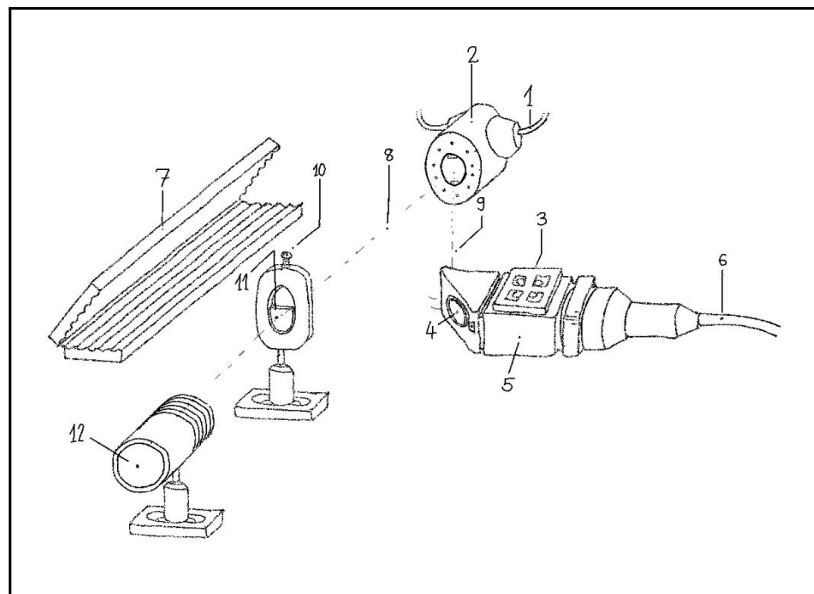


Abbildung 12: Aufbau eines Scheibenlasersystems. 1 - Wasserkühlschläuche, 2 - „KYLIE“-Kühlvorrichtung und vorne angebrachte „KYLIE“-Vorrichtung, 3 - Kühler des Kollimators, 4 - Spiegel, 5 - Kollimator, 6 - Optisches Glasfaserkabel der Pump-Laserdiode, 7 - Strahlungsfänger, 8 - Laserstrahl, 9 - Pumplaser, 10 - Verstellerschraube Auskopplung, 11 - Auskopplungsspiegel, 12 - Thermales Leistungsmessgerät.

Zunächst wird ab einem kritischem Pumpstrom I_{krit} ein Pumplaserstrahl erzeugt und durch das Glasfaserkabel (6) in den Kollimator (5) geleitet. Hier wird dieser Lichtstrahl in solcher Weise gebündelt, dass er auf der „KYLIE“-Vorrichtung fokussiert. Da keine optische Apparatur eine Transmission von einhundert Prozent erreichen kann, wird

immer ein Teil der Strahlung absorbiert und ein weiterer Teil der Leistung reflektiert. Der absorbierte Anteil der Strahlung führt im Kollimator zu einer Wärmezeugung, welche durch einen oben angebrachten Kühler (3) kompensiert werden soll. Das Pumplicht wird anschließend über einen Spiegel (4) auf die Keilscheibe geleitet. Durch die Pumpstrahlung wird das laseraktive Material angeregt und erzeugt einen Laserstrahl mit niedrigerer Frequenz. Die dünne Keilscheibe wird zur Verbesserung der Strahlqualität und um das System möglichst im thermischen Gleichgewicht zu halten mithilfe von Wasser gekühlt. Dabei wird durch die Wasserkühlschläuche (1) Wasser zu- und abgeführt. Der erzeugte Laserstrahl (8) ist in einem von der Pumpstrahlung verschiedenen Winkel auf einen Auskopplungsspiegel (11) gerichtet. Dieser hat einen Transmissionswert $T < 1$. Es wird daher ein Teil des Lichtes zurückgeworfen und es entsteht ein Laser-Resonator. Die Leistung des auskoppelnden Lichtes wird mithilfe eines thermischen Leistungsmessgeräts (12) quantifiziert.

4.2.3 Messvorbereitungen

Bevor mit dem eigentlichen Experiment begonnen werden konnte, musste der Versuchsaufbau wie abgebildet aufgebaut, und die Wasserkühlung aktiviert werden. Anschließend konnte die „KYLIE“-Vorrichtung korrekt ausgerichtet werden. Um den erzeugten Laserstrahl in die gewünschte Ebene zu richten, musste die keilförmige Vorrichtung entsprechend gedreht werden. Aus Sicherheitsgründen ist bei solch großen Laserleistungen unbedingt die Laserschutzbrille aufzuziehen. Die Pumpleistung wurde im nächsten Schritt auf einen geringen Wert gestellt, sodass der Pumpfleck auf der „KYLIE“-Vorrichtung ausgerichtet werden konnte. Während der Untersuchungen befand sich der Pumpfleck mal auf der dünnen- und mal auf der dicken Seite des Keils. Nachdem der Pumpfleck auf die gewünschte Position gerichtet war, musste der Auskopplungsspiegel so ausgerichtet werden, dass ein Resonator zustande kam. Damit waren alle Vorbereitungen getroffen, um mit den eigentlichen Messungen beginnen zu können.

4.2.4 Messung

An der Elektronik der Laserdiode wurde ein Pumpstrom eingestellt. Der eingestellte Pumpstrom wurde notiert. Mithilfe eines Thermalen Leistungsmessgeräts (siehe Aufbau, Abbildung 12) ließ sich die zum eingestellten Pumpstrom gehörige Laserleistung P_l von „KYLIE“ bestimmen. Eine ganze Reihe an Werten für den Pumpstrom wurden aufgenommen und ergaben verschiedene Messreihen. Die verschiedenen Messreihen unterscheiden sich in der Systemkonfiguration, wie in Tabelle 5 erläutert. Zum Beispiel wurden Messungen mit verschiedenen Auskopplungsspiegeln gemacht. In Kapitel 5.1 wurden die Transmissionskoeffizienten sieben verschiedener Auskopplungsspiegel ermittelt und in Tabelle 4 zusammengefasst. Die verschiedenen Auskopplungsspiegel mit ihren spezifischen Transmissionskoeffizienten T_i , mit $i \in \{1, \dots, 7\}$, kamen bei der Messung in Gebrauch.

4.3 Spektroskopische Analyse einer „KYLIE“-Vorrichtung mithilfe eines Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometers (FTIR)

4.3.1 Zweck des Versuchs

Wie bereits in Kapitel 3.3.2 aus physikalischer Sicht blickend hergeleitet wurde, ist die Effektivität der „KYLIE“-Laserfalle, sprich der Anteil des in der Vorrichtung absorbierten Lichtes, durch die Kantenbreite der dielektrischen Beschichtung nach unten limitiert (siehe hierzu insbesondere Gleichung 3.66). Somit ist in der dielektrischen Beschichtung durchaus eine technische Herausforderung zu sehen, von welcher die finale Laserleistung empfindlich abhängt (siehe hierzu auch (RBC⁺20)). Ziel dieses Versuches war es, diese für die Vorrichtung überaus wichtige dielektrische Beschichtung spektroskopisch mittels eines Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometers (kurz FTIR) zu untersuchen und zu charakterisieren.

4.3.2 Aufbau

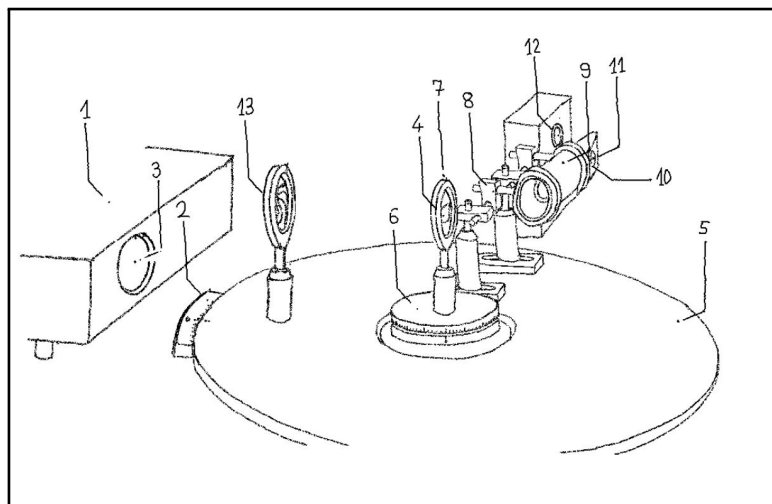


Abbildung 13: Aufbau zur spektroskopischen Analyse einer „KYLIE“-Vorrichtung. 1- FTIR, 2 - Winkeljustage der Plattform Φ_p , 3 - FTIR-Licht, 4 - „KYLIE“, 5 - Plattform, 6 - Winkeljustage „KYLIE“-Winkel Φ_K , 7 - drehbare Probenhalterung, 8 - Befestigungen der Optikapparatur, 9 - Teleskoplinse, 10 - Blende 4 mm, 11 - Spiegel (und Linse), 12 - Photodiode (mit PC verbunden), 13 - Blende 6 mm.

Im Folgenden sollen die geklammerten Zahlen auf ein Bauteil in Abbildung 13 verweisen. Das Licht des FTIR (3) wird zunächst dank einer Blende (13) im Querschnitt beschränkt. Anschließend fällt das Licht auf die „KYLIE“-Vorrichtung (4). Diese ist im Drehhalter (7) so gedreht, dass die dicke Seite des Keils in Richtung FTIR zeigt, wie in Grafik 14 dargestellt.

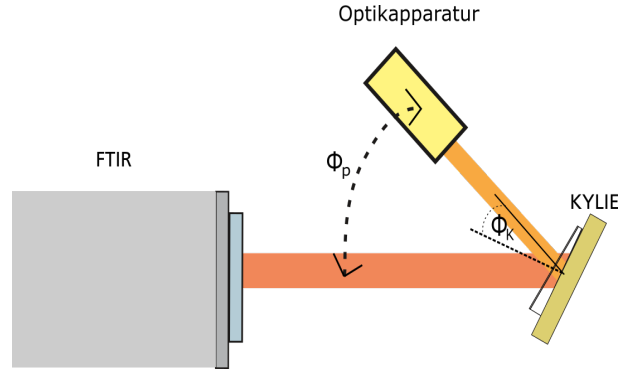


Abbildung 14: Dargestellt ist die keilförmige Vorrichtung („KYLIE“) in Draufsicht. Ihre Ausrichtung bezüglich des FTIRs und des Optikaufbaus wird dargestellt. Eingezeichnet sind auch die beiden Winkel Φ_K und Φ_P .

Das reflektierte Licht kann anschließend mithilfe einer speziell für diesen Zweck selbst konzipierten Optikapparatur so gebündelt werden, dass sich der Fokuspunkt genau auf der Photodiode (12) befindet. Die Optikapparatur besteht zunächst aus einer Teleskoplinse (9), welche das einfallende Licht genau auf Position der integrierten Blende (10) fokussiert. Danach wird es dank eines Spiegels in Richtung Photodiode reflektiert und zusätzlich mithilfe einer Linse mit entsprechender Brennweite genau auf der Photodiode gebündelt. Am PC kann nun ein FTIR-Spektrum aufgenommen werden.

4.3.3 Messvorbereitung

Der gesamte innere Teil des Aufbaus wurde auf die Seite gelegt (siehe Abbildung 13). Dieser umfasst den Winkeljustierer für den „KYLIE“-Winkel Φ_K (6), die drehbare „KYLIE“-Halterung (7) und die Blende am FTIR (13). Dieser Schritt war notwendig, um eine Referenzmessung des ursprünglichen FTIR-Lichts (3) durchführen zu können. Der Winkel der Plattform (5) wurde so eingestellt, dass das an der Photodiode gebündelte Licht des FTIR maximal wurde. Der entsprechende Winkel wurde zur Nullkalibration von Φ_P der Winkeljustage verwendet (2). Nun konnte die Referenzmessung des FTIR-Lichts durchgeführt werden. Die Referenzmessung erhielt den Index Null. Sowie diese abgeschlossen war, konnte die drehbare Halterung mit der integrierten „KYLIE“-Vorrichtung wieder an ihren Platz gesetzt werden. Wie in Abbildung 5 dargestellt, wird ein einkoppelnder Lichtstrahl im Inneren der keilförmigen Vorrichtung vielfach hin und her geworfen. In Kapitel 3.3.2 wurden zum Beispiel die Grenzfälle $\Theta = 2 \cdot n \cdot \alpha$ mit $n \in \mathbb{N}$ genauer analysiert. Hierbei handelt es sich jedoch nur um einen Spezialfall. Hinzu kommt auch noch, dass die dielektrische Beschichtung nicht perfekt ist. Insgesamt konnte beobachtet werden, dass nicht nur ein Reflex aus der keilförmigen Vorrichtung auskoppelte, sondern mehrere. Diese verschiedenen Strahlen wiesen lediglich einen geringen Winkelversatz auf.



Abbildung 15: Koppelt Licht des FTIRs in die keilförmige Vorrichtung ein, so wird die Beobachtung gemacht, dass eine Vielzahl verschiedener Reflexe wieder auskoppeln. Wird der Keil wie in Grafik 14 ausgerichtet, so verringert sich die Intensität der Reflexe von links nach rechts (hier ist der hellere Reflex dunkler dargestellt).

Die in Abbildung 15 dargestellten Reflexe wurden später durch eine schrittweise Veränderung der Winkel Φ_p und Φ_K untersucht (siehe Tabelle 1). Zur Nullkalibration der Winkeljustage des „KYLIE“-Winkel (6) bot es sich nun an, die drehbare Halterung (7) so einzustellen, dass die Reflexe statt horizontal vertikal zueinander standen.



Abbildung 16: Koppelt Licht des FTIRs in die keilförmige Vorrichtung ein, so wird die Beobachtung gemacht, dass eine Vielzahl verschiedener Reflexe wieder auskoppeln. Wird der Keil wie in Grafik 14 ausgerichtet, so verringert sich die Intensität der Reflexe von links nach rechts. Wird die drehbare Halterung anschließend um neunzig Grad gedreht, so stehen die Reflexe vertikal zueinander. Die Intensität nimmt also entweder von oben nach unten oder von unten nach oben ab (hier ist der hellere Reflex dunkler dargestellt).

Anschließend konnte der Winkel so eingestellt werden, dass das an der Vorrichtung reflektierte Licht genau zurück auf die Lichtquelle des FTIR fiel. Dieser Winkel wurde dann als Null Grad definiert. Anschließend konnte die keilförmige Vorrichtung wieder wie in Grafik 14 eingestellt werden, sodass die diversen Reflexe wieder horizontal auffächerten. Die Vorbereitungen waren somit abgeschlossen und die Messungen konnten begonnen werden.

4.3.4 Messung

Für die Messung wurden die Winkel Φ_K , sowie Φ_p unabhängig voneinander eingestellt. Tabelle 1 wurde von oben links nach unten rechts abgearbeitet und die Spektren wurden entsprechend dieser Reihenfolge indiziert.

Φ_K [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]
22	38	40	42	44	46	48	50
24	42	44	46	48	50	52	54
26	46	48	50	52	54	56	58
27	48	50	52	54	56	58	60
28	50	52	54	56	58	60	62
30	54	56	58	60	62	64	66
32	58	60	62	64	66	68	70
40	74	76	78	80	82	84	86
42	78	80	82	84	86	88	90
44	82	84	86	88	90	92	94
45	84	86	88	90	92	94	96
46	86	88	90	92	94	96	98
48	90	92	94	96	98	100	102

Tabelle 1: Vermessene Winkel mittels FTIR. Φ_K - Winkel der „KYLIE“-Vorrichtung bezüglich des FTIRs, Φ_p - Winkel der Plattform und somit der Optikapparatur. Eingestellt wurde zunächst der Winkel für Φ_K und dann von links nach rechts die entsprechenden Winkel für Φ_p .

Sowie alle Messungen durchgeführt waren, wurde noch eine weitere Messung mit einer Blende vor dem FTIR (13) durchgeführt. Hierbei handelte es sich um eine 6 mm-Blende. Diese wurde etwa 200 mm von der in der Drehhalterung befindlichen keilförmigen Vorrichtung in Richtung der FTIR-Lichtquelle angebracht, um den Divergenzwinkel des Lichtes zu reduzieren (auch hier nachzulesen: (RBC⁺20)). Tabelle 2 wurde von oben links nach unten rechts abgearbeitet und die Spektren wurden entsprechend dieser Reihenfolge indiziert.

4.4 Optische Laserverstärkung

4.4.1 Zweck des Versuchs

Wie bereits festgestellt, kann die mittels eines Pumplasers gelieferte Energie im Lasermedium atomar zwischengespeichert werden (siehe Einführung 2). Ziel dieses Versuches ist es, die Laserleistung eines Seed-Lasers mittels der im Lasermedium zwischengespeicherten Energie zu verstärken. Dieser Betrieb des Lasersystems wird Laseramplifikation genannt.

Φ_K [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]	Φ_p [°]
22	38	40	42	43	44	45	46	48	50
24	42	44	46	47	48	49	50	52	54
26	46	48	50	51	52	53	54	56	58
28	50	52	54	55	56	57	58	60	62
30	54	56	58	59	60	61	62	64	66
32	58	60	62	63	64	65	66	68	70
40	74	76	78	79	80	81	82	84	86
42	78	80	82	83	84	85	86	88	90
44	82	84	86	87	88	89	90	92	94
45	84	86	88	89	90	91	92	94	96
46	86	88	90	91	92	93	94	96	98
48	90	92	94	95	96	97	98	100	102

Tabelle 2: Vermessene Winkel mittels FTIR bei eingesetzter Blende (6 mm). Φ_K - Winkel der „KYLIE“-Vorrichtung bezüglich des FTIRs, Φ_p - Winkel der Plattform und somit der Optikapparatur. Eingestellt wurde zunächst der Winkel für Φ_K und dann von links nach rechts die entsprechenden Winkel für Φ_p .

4.4.2 Aufbau

Im Folgenden beziehen sich alle umklammerten Verweise auf das entsprechende optische Bauteil im Aufbau 17. Bei vorhandener Pumpleistung wird Energie im laseraktiven Material der „KYLIE“-Vorrichtung (2) gespeichert, welche mittels Bestrahlung extrahiert werden kann. Das Ergebnis ist ein optischer Verstärker. Ist der Seed-Laser (10), welcher Energie extrahieren und somit verstärkt werden soll, aktiviert, so bewirkt der Durchgang durch die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte (11) und durch den Faraday-Isolator (12) zunächst eine Drehung der Polarisationsrichtung. Nachdem der Laserstrahl das Teleskop (13) durchlaufen hat, trifft er auf ein Filterglas (14). Dieses soll die Intensität des Laserstrahls verringern. Anschließend wird der Strahl dank einer Blende (15) im Querschnitt auf einen Durchmesser von 6 mm beschränkt. Der Seed-Laser trifft nun auf einen abnehmbaren Spiegel (16). Wird dieser abgenommen, so kann mittels eines thermischen Leistungsmessgerätes (20) eine Referenzmessung durchgeführt werden. Ist der Spiegel jedoch aufgesetzt, so wird das Laserlicht zunächst auf einen d-förmigen Spiegel (21) geworfen, von wo aus er auf die „KYLIE“-Vorrichtung geleitet wird. Diese ist so ausgerichtet, dass der auskoppelnde, verstärkte Seed-Laserstrahl, etwas oberhalb des einfallenden Laserlichtes verläuft und somit nicht vom d-förmigen Spiegel zurück-reflektiert wird. Die optische Leistung des verstärkten Lichtstrahls kann zuletzt mittels eines weiteren thermischen Leistungsmessgerätes quantifiziert werden. Dank dieses Aufbaus kann die Signalverstärkung nach einem Durchlauf untersucht werden. Unerwünschtes Streulicht soll soweit wie möglich mittels Strahlungsfänger (7) eingefangen werden.

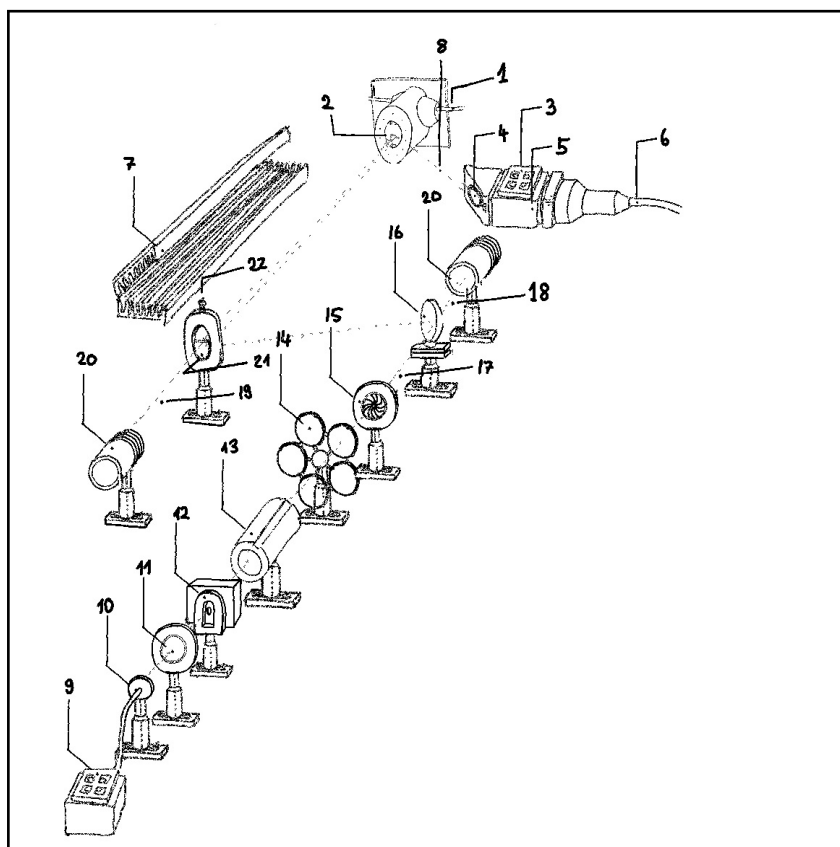


Abbildung 17: Aufbau eines keilförmigen Scheibenlasersystems im Modus eines optischen Verstärkers. 1 - Wasserkühlung, 2 - „KYLIE“-Vorrichtung, 3 - Lüfter des Kollimators, 4 - Spiegel, 5 - Kollimator, 6 - Optisches Glasfaserkabel der Pump-Laserdiode, 7 - Strahlungsfänger, 8 - Pumplaser, 9 - Lüfter der Seed-Laser-Vorrichtung, 10 - Optisches Glasfaserkabel des Seed-Lasers, 11 - $\frac{\lambda}{2}$ -Platte, 12 - Faraday-Isolator, 13 - Teleskop, 14 - Verschiedene Filtergläser, 15 - Blende (6 mm), 16 - Abnehmbarer Spiegel, 17 - Seed-Laserstrahl, 18 - Seed-Laserstrahl nach Entfernung des abnehmbaren Spiegels (16), 19 - Verstärkter Seed-Laserstrahl, 20 - Thermisches Leistungsmessgerät, 21 - D-förmiger Spiegel, 22 - Adjustierschraube.

4.4.3 Messvorbereitung

Zu allererst musste die Wasserkühlung der „KYLIE“-Vorrichtung in Betrieb genommen werden. In einer ersten Messung wurden die Filtergläser (15) vom Aufbau entfernt. Die Referenzleistung des Seed-Lasers betrug dann so etwa 160 Milliwatt. Siehe hierzu auch (RBC⁺20). Bevor mit der eigentlichen Messung angefangen werden konnte, mussten zunächst alle optischen Elemente korrekt ausgerichtet werden. Es musste entschieden werden, ob der Pumpfleck auf der dünnen- oder auf der dicken Seite des Keils auftreffen sollte. Damit überhaupt Energie extrahiert werden konnte, mussten Pumpfleck und Auftreffpunkt des Seed-Laserstrahl auf „KYLIE“ übereinstimmen. Zur Ausrichtung dieser Elemente wurde bereits ein aktivierter Seed-Laser sowie eine Pumpleistung ungleich Null benötigt. Die Laserschutzbrille musste also bereits zu Beginn dieses Schrittes aufgesetzt werden. Wenn alles korrekt ausgerichtet war, konnte die Messung beginnen.

4.4.4 Messung

Der Seed-Laser hat eine konstante Laserleistung welche im folgenden mit P_{seed} abgekürzt werden soll. Zu Beginn wurde eine Referenzmessung mit entferntem Spiegel (17) durchgeführt. Nun setzte man den abnehmbaren Spiegel wieder an seinen Platz und stellte kleine Pumpströme ein. Der Pumpstrom sowie die gemessene optische Ausgangsleistung des verstärkten Laserstrahls wurde in einer Tabelle aufgetragen. Die Verstärkung nimmt für große Pumpleistungen nahe der Sättigung ab. Ein Signal, welches in seiner Leistung weit unter dieser Sättigungsleistung liegt und bei welchem somit noch keine Abnahme der Verstärkung bei zunehmende Pumpleistungen zu erkennen ist, wird Kleinsignal genannt. Der Pumpstrom wurde bis zu einem ausgewählten maximalen Pumpstrom in kleinen Schritten iteriert. Die selbe Messung wurde anschließend noch einmal mit eingesetztem Filterglas (14) durchgeführt, um die Verstärkung bei kleineren Laserleistungen des Seed-Lasers zu untersuchen.

5 Resultate

5.1 Vermessung der Transmissionswerte verschiedener Auskopplungsspiegel

Vermessen wurden sieben verschiedene Auskopplungsspiegel, welche folgendermaßen indiziert werden: $i \in \{1, \dots, 7\}$. Zunächst wurden für jeden der sieben Spiegel zehn Referenzmessungen gemacht und gemittelt. Da es sich um die Leistung des einfallenden Strahl handelt, werden die Ergebnisse als P_e^i , $i \in \{1, \dots, 7\}$ bezeichnet. Anschließend wurden zehn Messungen der Leistung des transmittierten Laserlichts gemacht und gemittelt P_t^i , $i \in \{1, \dots, 7\}$. In Tabelle 3 sollen alle gemittelten Werte zusammengefasst werden. Die zugehörigen Standardabweichungen σ_e^i , $i \in \{1, \dots, 7\}$ und σ_t^i , $i \in \{1, \dots, 7\}$ sollen ebenfalls eingetragen werden.

Optisches Element	Index	P_e^i [mW]	P_t^i [mW]	σ_e^i [mW]	σ_t^i [mW]
R0110047	1	164.51	4.05	4.17	0.10
R0110051	2	160.89	17.33	4.94	1.07
R0110049	3	163.90	7.20	2.77	0.54
L1681203	4	164.15	96.99	2.73	2.73
L1681202	5	164.09	58.57	1.51	0.80
L1681200	6	164.31	18.64	2.04	0.23
L1681201	7	164.40	59.23	1.81	1.68

Tabelle 3: Vermessung von Transmissionseigenschaften verschiedener Auskopplungsspiegel. P_e^i - Leistung des einfallenden Lichts am i -ten Spiegel, P_t^i - Leistung des transmittierten Lichts am i -ten Spiegel, σ_e^i - Standardabweichung der Leistung des einfallenden Lichts am i -ten Spiegel, σ_t^i - Standardabweichung der Leistung des transmittierten Lichts am i -ten Spiegel.

Mithilfe von Gleichung 3.5 lässt sich nun der Transmissionskoeffizient T in Prozent errechnen. Bei gegebenen Standardabweichungen σ_e^i [W] und σ_t^i [W], lautet die Fehlerfortpflanzung wie folgt:

$$dT^i = 100 \% \cdot \frac{P_t^i}{P_e^i} \cdot \sqrt{\left(\frac{\sigma_e^i}{P_e^i}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_t^i}{P_t^i}\right)^2} \quad (5.1)$$

Da die Eichung des thermischen Leistungsmessgeräts mithilfe einer linearen Eichgerade nicht perfekt ist, kommt noch zusätzlich ein systematischer Fehler des Messgeräts hinzu. Dieser bewirkt eine systematische Abweichung vom tatsächlichen Transmissionskoeffizient dT_{sys}^i . Insgesamt haben wir die Resultate aus Tabelle 4 erhalten.

Optisches Element	Index	T^i [%]	dT^i [%]	dT_{syst}^i [%]
R0110047	1	2.46	0.09	0.17
R0110051	2	10.77	0.74	0.75
R0110049	3	4.39	0.34	0.31
L1681203	4	59.09	1.93	4.13
L1681202	5	35.69	0.59	2.50
L1681200	6	11.35	0.20	0.80
L1681201	7	36.02	1.10	2.52

Tabelle 4: Vermessung von Transmissionseigenschaften verschiedener Auskopplungsspiegel. T^i - Transmissionskoeffizient in Prozent des i -ten Spiegel, dT^i - Messfehler des i -ten Transmissionskoeffizienten in Prozent, dT_{syst}^i - Systematischer Messfehler des i -ten Transmissionskoeffizienten in Prozent.

5.2 Optische Leistung eines Scheibenlasersystems bei verschiedenen Auskopplungsspiegeln

Mithilfe eines „KYLIE“-Lasersystems wurden bei verschiedenen Systemkonfigurationen Messungen durchgeführt. Wie sich die Einstellungen des Systems voneinander unterscheiden, soll in Tabelle 5 detailliert geklärt werden. Alle verwendeten Auskopplungsspiegel wiesen einen Krümmungsradius von $R = 1$ m auf und wurden auf eine Laserwellenlänge von $\lambda_l = 1030$ nm optimiert (siehe (RBC⁺20)). In Diagramm 18 sind die differentiellen Wirkungsgrade aller Messreihen zusammengefasst.

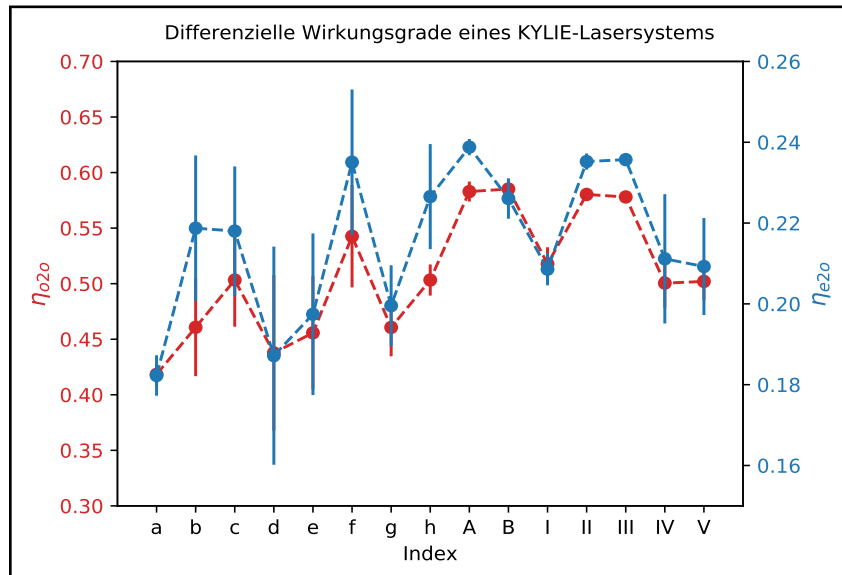


Abbildung 18: Differenzielle Wirkungsgrade eines „KYLIE“-Lasersystems bei verschiedenen Systemkonfigurationen. Jeder Index steht für eine Systemkonfigurationen. Diese sind in Tabelle 5 im Detail erklärt.

Index	Messdatum	T^i	sonstige Bemerkungen zur Einstellung
a	24.11.19	T_2	Pumpfleck auf dünnen Seite der Scheibe
b	24.11.19	T_4	Pumpfleck auf dünnen Seite der Scheibe
c	24.11.19	T_5	Pumpfleck auf dünnen Seite der Scheibe
d	24.11.19	T_4	Pumpfleck auf dünnen Seite der Scheibe
e	24.11.19	T_5	Pumpfleck mittig auf Scheibe
f	24.11.19	T_5	Pumpfleck auf dünnen Seite der Scheibe
g	24.11.19	T_5	Wasserkühltemperatur 13 Grad, sonst wie bei Index „f“
h	24.11.19	T_5	wie bei Index „g“
A	25.11.19	T_5	Hochleistungsmessung 1, Einstellungen wie bei Index „g“
B	25.11.19	T_5	Hochleistungsmessung 2, Einstellungen wie bei Index „g“
I	04.11.19	T_5	wie bei Index „g“
II	04.11.19	T_5	wie bei Index „g“
III	04.11.19	T_7	wie bei Index „g“
IV	04.11.19	T_2	wie bei Index „g“
V	04.11.19	T_6	wie bei Index „g“

Tabelle 5: Für die Messungen dieser Arbeit wurden verschiedene Systemkonfigurationen eines „KYLIE“-Systems genutzt. Bei T^i handelt es sich um die in Kapitel 5.1 charakterisierten Auskopplungsspiegel, deren Transmissionskoeffizienten in Tabelle 4 zusammengefasst sind.

Die Diagramme aller Messreihen sehen qualitativ gleich aus. Die besten differentiellen Wirkungsgrade (optisch-zu-optisch) wurden in den beiden Messreihen „A“ und „B“ erzielt. Für Messreihe „A“ ergab sich $\eta_{o2o} = [0.583 \pm 0.009]$. Für Messreihe „B“ ergab sich der höchste differentielle Wirkungsgrad mit $\eta_{o2o} = [0.585 \pm 0.008]$. Der größte differentielle elektro-optische Wirkungsgrad ergab sich in Messreihe „A“ als $\eta_{e2o} = [0.239 \pm 0.002]$. Aufgrund der herausragenden differentiellen Wirkungsgrade von Systemkonfiguration „A“ und „B“, sollen die Ergebnisse dieser Konfiguration noch einmal ausführlicher erläutert werden. Bei den besagten Konfigurationen handelte es sich um Hochleistungsmessungen mit identischem Aufbau und identischer Ausrichtung der Pumpoptik und damit des Pumpflecks (siehe Tabelle 5). Trägt man in Systemkonfiguration A die (wie in Abschnitt 4.2.4 beschrieben) gemessenen Laserleistungen gegen den Pumpstrom auf, so erhält man den Grafen in Abbildung 19.

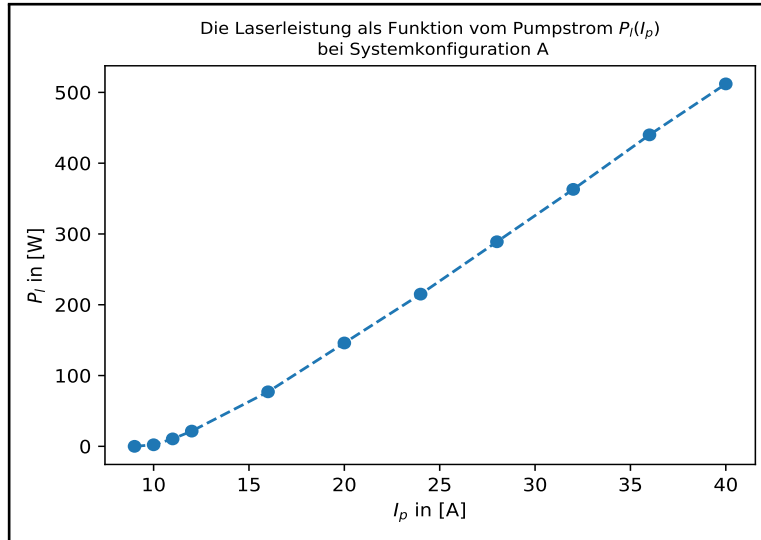


Abbildung 19: Die in Konfiguration A gemessene Laserleistung aufgetragen gegen den Pumpstrom.

Es ist klar zu erkennen, dass die Laserleistung wie erwartet erst nach einem kritischem Wert des Pumpstroms signifikant zunimmt. Dieser Wert entspricht in etwa der kritischen Pumpleistung P_k , welche zu einer Populationsinversion im Medium führt (siehe 3.2.1) Die Funktion nähert sich einer Geraden an. In Abbildung 20 ist außerdem die Laserleistung gegen die elektrische Eingangsleistung aufgetragen.

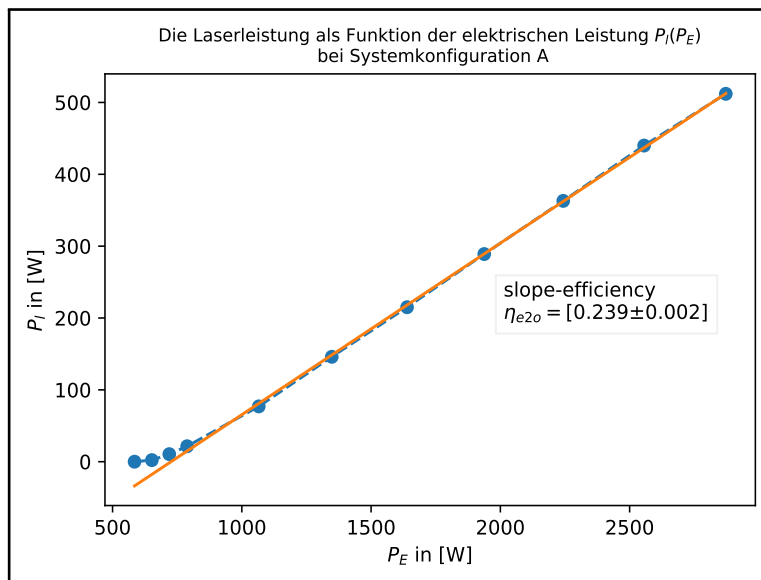


Abbildung 20: Die in Konfiguration A gemessene Laserleistung aufgetragen gegen die elektrische Leistung.

Der Verlauf nähert sich abermals an eine Gerade an. Es wurde eine Gerade an diesen Verlauf gefittet. Hierzu wurden die ersten drei Messpunkte ignoriert. Die Steigung der Gerade entspricht dem differentiellen Wirkungsgrad η_{e2o} , der Fehler konnte abgeschätzt

werden, indem probeweise weniger Messpunkte aus dem Fit ausgenommen wurden.

Schließlich wurde die Laserleistung P_l noch gegen die mithilfe der elektrischen Eingangsleistung in der Laserdiode erzeugten Pumpleistung P_p aufgetragen. Der Verlauf sieht qualitativ ähnlich aus und der Fehler der Steigung der Regressionsgerade wurde auf die selbe Weise abgeschätzt. Die Steigung entspricht dem differentiellen Wirkungsgrad η_{o2o} .

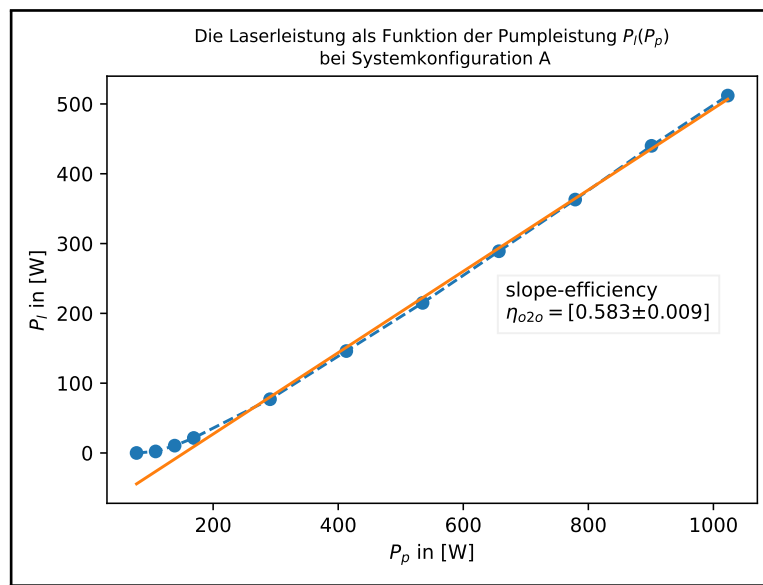


Abbildung 21: Die in Konfiguration A gemessene Laserleistung aufgetragen gegen die Pumpleistung.

In Abbildung 22 ist nochmal die gemessene Laserleistung gegen die Pumpleistung aufgetragen, diesmal allerdings für die Messreihe „B“. In Abbildung 22 ist auch die maximal erzielte Laserleistung von $P_l = 708$ W in orange dargestellt. Erzielt wurde dieses Ergebnis bei einer Pumpleistung von $P_p = 1389$ Watt. Aus Abbildung 20 bzw. Abbildung 21 ist also klar hervorgegangen, wie sich die einzelnen Werte der differentiellen Wirkungsgrade η_{e2o} bzw. η_{o2o} sowie deren Fehler in Abbildung 18 erklären lassen. In diesem Abschnitt wurde dargelegt, welche differentiellen Wirkungsgrade mittels der neuartigen Scheibenlaser-Technologie erreicht wurden. Nun soll zu den Ergebnissen der Wirkungsgrade von „KYLIE“ übergegangen werden.

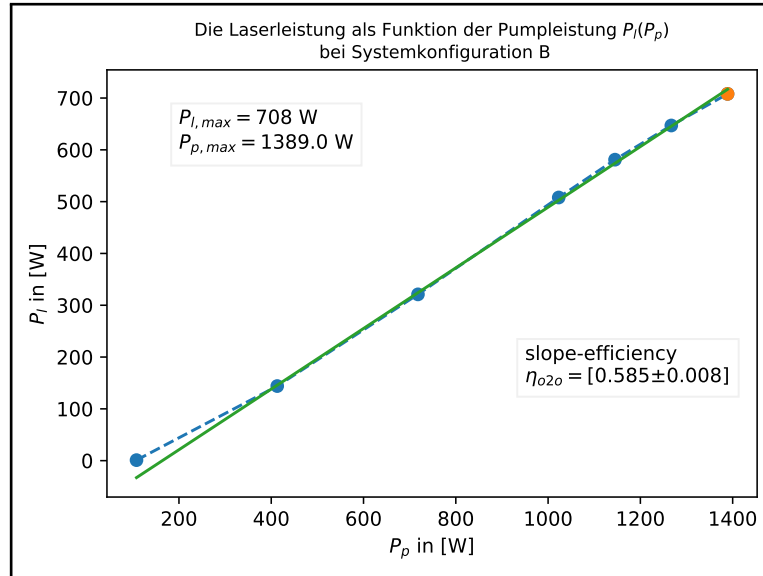


Abbildung 22: Die in Konfiguration A gemessene Laserleistung aufgetragen gegen die Pumpleistung.

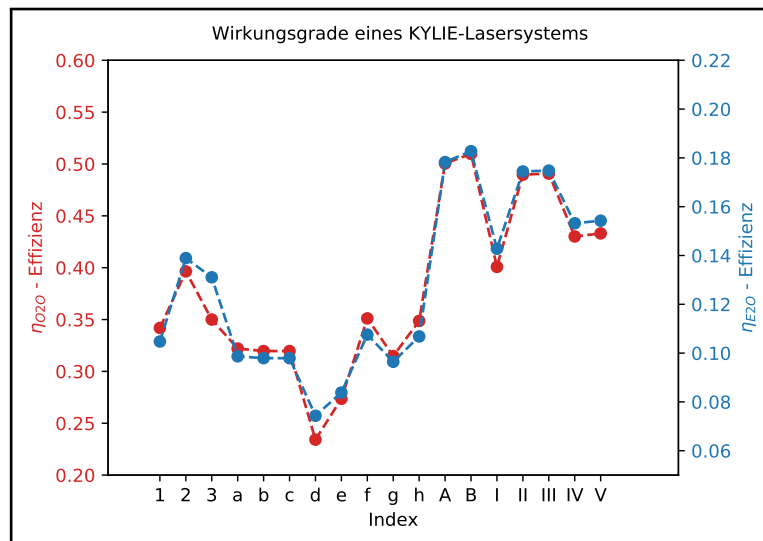


Abbildung 23: Wirkungsgrade eines „KYLIE“-Lasersystems bei verschiedenen Systemkonfigurationen. Jeder Index steht für eine Systemkonfigurationen. Diese sind in Tabelle 5 im Detail erklärt.

Besonders hervorstechend sind abermals die Resultate der Messreihen „A“ und „B“, wobei dieses Mal repräsentativ die Messreihe mit dem Index „B“ in größeren Detail erläutert werden soll. In Abbildung 24 ist $\frac{P_l}{P_E}$ gegen die elektrische Leistung P_E aufgetragen.

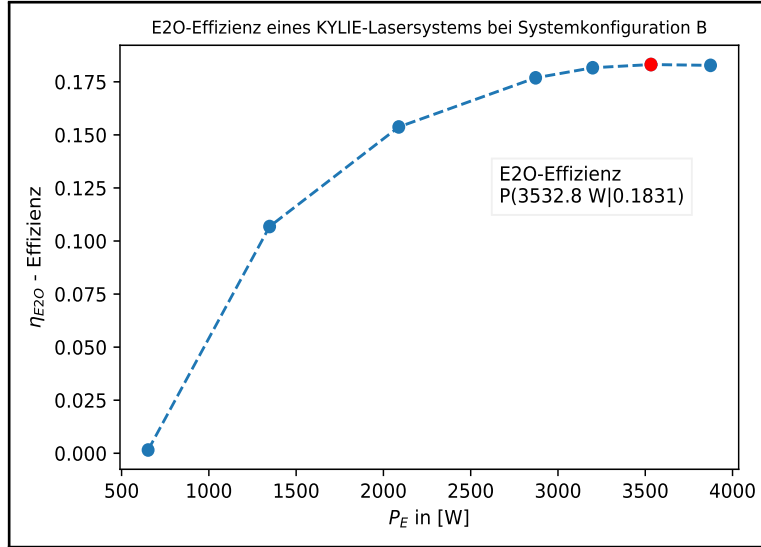


Abbildung 24: E2O-Effizienz eines „KYLIE“-Lasersystems bei Systemkonfiguration B.

Wie in Abbildung 24 mit einem rotem Punkt dargestellt ist, erreicht die „Wirkungsgradfunktion“ ihr Maximum bei der elektrischen Eingangsleistung $P_E = 3532.8$ Watt. Der entsprechende Wirkungsgrad ergibt sich als $\eta_{E2O} = 0.1831$. Somit wird etwa 18.31 % der aufgewandten elektrischen Leistung in optische Leistung, sprich in Laserleistung, umgewandelt. Anzumerken ist hierbei, dass der letzte Messpunkt einen minimal geringeren Wirkungsgrad aufweist. Somit liegt das Maximum der „Wirkungsgradfunktion“ im vorletzten Messpunkt vor.

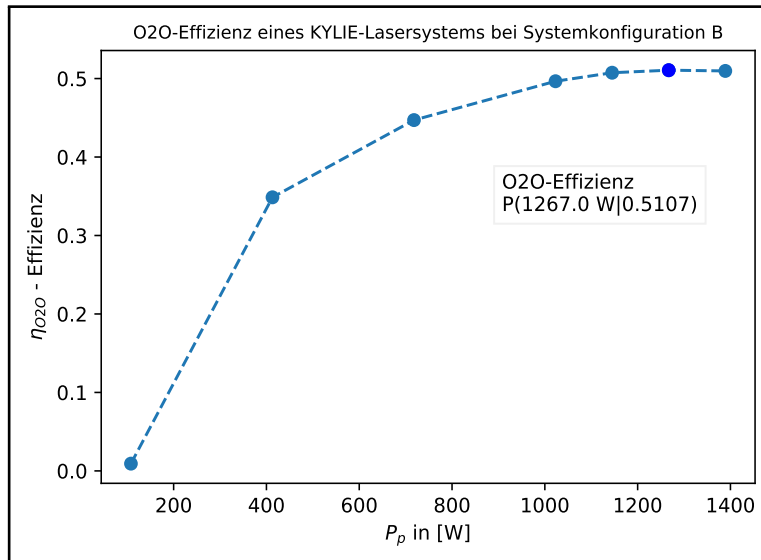


Abbildung 25: O2O-Effizienz eines „KYLIE“-Lasersystems bei Systemkonfiguration B.

Wie in Abbildung 25 mit einem dunkelblauen Punkt dargestellt ist, erreicht die „Wirkungsgradfunktion“ ihr Maximum bei einer optischen Pumpleistung von $P_p = 1267.0$ Watt. Der entsprechende Wirkungsgrad ergibt sich als $\eta_{O2O} = 0.5107$. Somit wird etwa

51.07 % der aufgewandten optischen Pumpleistung in optische Leistung, sprich Laserleistung, umgewandelt. Anzumerken ist abermals, dass der letzte Messpunkt einen minimal geringeren Wirkungsgrad aufweist. Also liegt das Maximum der „Wirkungsgradfunktion“ im vorletzten Messpunkt vor.

5.3 Spektroskopische Analyse einer „KYLIE“-Vorrichtung mithilfe eines Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometers (FTIR)

Ziel dieses Versuches war es, die dielektrische Beschichtung von „KYLIE“ zu untersuchen und zu charakterisieren. In der Durchführung des Versuchs wurden Spektren zu jeder einzelnen Winkeleinstellung aus Tabelle 1 aufgenommen. Die Spektren wurden in Abbildung 26 zusammenfassend dargestellt. Wichtig sind hier nicht die genauen Intensitätswerte, sondern die Grafik dient dabei, sich einen Überblick über den qualitativen Verlauf der Kurven bei den entsprechenden Winkeln zu machen. Zunächst ist aufgrund des Brechungsgesetzes klar, dass die Intensität des an der Photodiode gemessenen Lichtes maximal sein wird, wenn der Einfallswinkel des FTIR-Lichtes dem Ausfallswinkel entspricht. Im verwendeten Aufbau ist dies der Fall, wenn $\Phi_p = 2 \cdot \Phi_K$ gilt (siehe Aufbau in Draufsicht 14). Es ist zu erwarten, dass die höchste Intensität in Tabelle 1 in der fünften Spalte von links zu verzeichnen ist. Links und rechts davon wird die Intensität abfallen. Betrachtet man für einen Moment ausschließlich diese Spektren mit maximaler Intensität, so fällt auf, dass sich die Spektren für größere Winkel Φ_K immer weiter nach links verschieben. Es ist außerdem zu erkennen, dass die Kantensteilheit um ein Vielfaches größer ist, als die Kantensteilheit des willkürlich gewählten Langpassfilters in Abbildung 6. Theoretisch wird die Verschiebung der Kantenposition als Funktion des Einkopplungswinkel durch Gleichung 3.54 beschrieben. Plottet man die Wellenlänge der Kantenposition gegen den Eintrittswinkel (in diesem Fall Φ_K) und nutzt außerdem die besagte „Verschiebungsfunktion“ 3.54 als Regression, so kann man für „KYLIE“ einen effektiven Brechungsindex η_{eff} errechnen. Außerdem lässt sich mittels dieser Regression auf die Kantenposition $\lambda_k(0^\circ)$ bei einem Eintrittswinkel von 0° Grad sowie auf ein Maß $\Delta\Theta$ für die Präzession der Eichung von Φ_K schließen. Tut man das für die Spektren, welche sich ergaben, wenn die in Tabelle 1 aufgelisteten Winkeleinstellungen vorgenommen wurden, so ergibt sich der in Diagramm 27 dargestellte Verlauf.

KYLIE

Spektroskopische Vermessung von KYLIE mittels FTIR

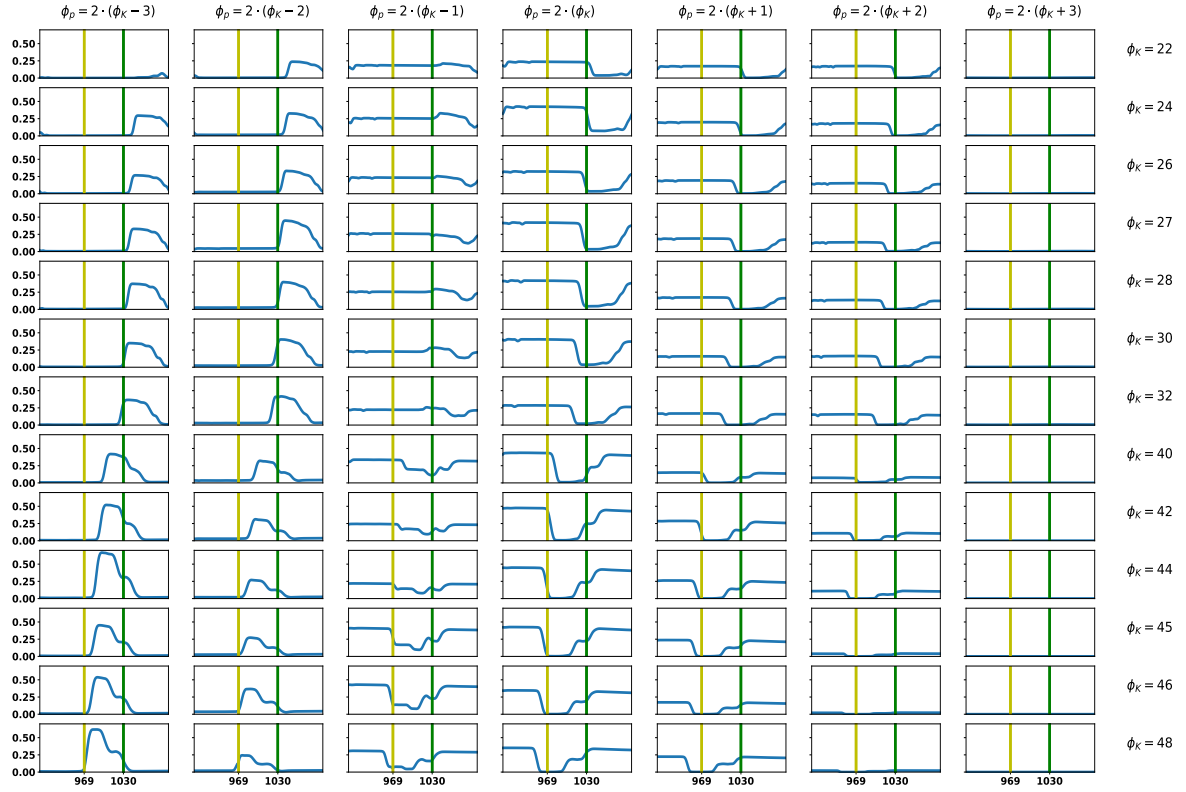


Abbildung 26: FTIR-Spektren zu jeder in Tabelle 1 verzeichneten Winkeleinstellung. Wie auf der rechten Seite beschriftet wurde, wurde der „KYLIE“-Winkel Φ_K genau wie in der benannten Tabelle zeilenweise abgearbeitet. Die Spalten unterscheiden sich in der Winkeleinstellung der Plattform Φ_p , wie oben in der Grafik angemerkt. Die Winkel wurden an den Winkeljustagen (2) und (6) in Abbildung 13 eingestellt und das entsprechende Spektrum ist hier beschränkt auf den für diese Arbeit interessanten Wellenlängenbereich dargestellt. In Abbildung 14 sind die beiden Winkel Φ_p und Φ_K noch einmal in Draufsicht eingezeichnet. Bei den Werten auf der x-Achse handelt es sich um die Wellenlänge in [nm]. Bei den Werten auf der y-Achse handelt es sich um die Intensität. Alle Spektren wurden auf den maximalen Intensitätswert des Spektrums normiert. Die blaue Funktion beschreibt die an der Photodiode gemessene Intensität bei eingestellten Parametern Φ_K und Φ_p als Funktion der Wellenlänge $I_{\{\Phi_K, \Phi_p\}}(\lambda)$. Die gelbe Vertikale zeigt die Pumplaserwellenlänge λ_p und die grüne Vertikale die emittierte Laserwellenlänge λ_l an.

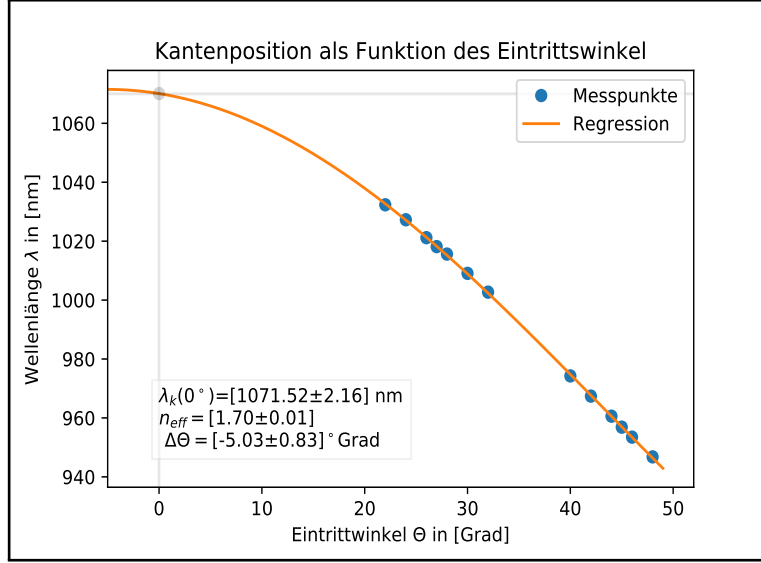


Abbildung 27: Die Kantenposition der dielektrischen Beschichtung ist gegen den Eintrittswinkel des FTIR-Lichts aufgetragen. Gleichung 3.54 wurde als Regression an die gemessenen Werte gelegt und die Parameter $\lambda_k(0^\circ)$, n_{eff} und $\Delta\theta$ wurden bestimmt.

Die Messpunkte liegen gut auf der zugehörigen Regressionskurve. Als effektiven Brechungsindex erhält man $n_{eff} = [1.70 \pm 0.01]$. Die Kantenposition bei Null ergibt sich als $\lambda_k(0^\circ) = [1071.52 \pm 2.16]$ nm. Der systematische Winkeloffset ergibt sich als $\Delta\theta = [-5.03 \pm 0.83]^\circ$ Grad. Der systematische Fehler erklärt, warum das Maximum der Kurve etwas nach links verschoben ist. Normalerweise handelt es sich bei der Verschiebungsfunktion nämlich um eine achsensymmetrische Funktion. Erst das Hinzufügen einer Phase (hier der Winkeloffset) in der quadrierten Sinus-Funktion, verursacht letztlich eine Brechung dieser Symmetrie. Die einzelnen Fehler der Parameter ergaben sich aus der Wurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix. Man kann die Regressionsfunktion auch dafür benutzen, den exakten Einkopplungswinkel für Pump- und Laserwellenlänge zu ermitteln. Für einen Winkel von 22.982° Grad, beträgt die Kantenposition 1030.001 nm. Es gilt also $\lambda_l = 1030 \text{ nm} = \lambda_k(22.98^\circ)$. Für einen Winkel von 41.626° Grad, beträgt die Kantenposition 969.001 nm. Es gilt also $\lambda_p = 969 \text{ nm} = \lambda_k(41.63^\circ)$.

Tabelle 6 fasst für die Winkeleinstellungen der zweiten Spalte von rechts in Tabelle 1 (bzw. der zweiten Spalte von rechts in Abbildung 26) die gemessenen Kantenpositionen, die gemessenen Kantenbreiten, sowie die gemessenen Kantensteilheiten der dielektrischen Beschichtung zusammen. Diese Spalte wurde gewählt, da die Überlappung der unterschiedlichen Lichtreflexe in dieser Spalte minimal war. Als Konvention für die Bestimmung der Kantenbreite wurde wie in Beispiel 6 die 5 % gewählt. Zur Bestimmung der Kantensteilheit wurde diesmal nicht die Näherung $\frac{dt}{d\lambda} \approx \frac{\Delta t}{\Delta \lambda}$ verwendet, sondern es wurde die Tangentensteigung am Punkt der Kantenposition

$$\left. \frac{dt}{d\lambda} \right|_{\lambda_k(\Phi_K)} \quad (5.2)$$

als Kantensteilheit ausgewertet. Um die Überlappung zu quantifizieren, wurde U als

$$U = \frac{I_{min}}{I_{max}} \quad (5.3)$$

eingeführt, wobei I_{min} den Wert minimaler Intensität im Topf und I_{max} den Wert maximaler Intensität außerhalb des Topfes (siehe Abbildung 26 zweite Spalte von rechts) bezeichnet. Als Topf soll hierbei der Bereich bezeichnet werden, in welchem das Licht in „KYLIE“ einkoppelt. Gesucht wurden diejenigen Spektren, welche einen minimalen Wert U aufwiesen. Für $\Phi_K = 46^\circ$ Grad und für $\Phi_K = 48^\circ$ Grad war die Ermittlung der Werte aufgrund der geringen Intensitäten nicht möglich.

Φ_K [°]	Φ_P [°]	$\lambda_k(\Phi_K)$ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	$-\frac{dt}{d\lambda}$ [%/nm]
22	48	1032.35	9.45	14.00
24	52	1027.27	10.17	13.52
26	56	1021.18	10.05	13.49
27	58	1018.15	9.99	13.42
28	60	1015.62	9.94	12.96
30	64	1009.07	10.21	12.81
32	68	1002.70	10.08	12.6
40	84	974.29	10.25	11.72
42	88	967.41	10.11	11.87
44	92	960.63	9.97	11.76
45	94	958.06	9.54	10.43

Tabelle 6: Kantenbreiten und Kantensteilheiten der dielektrischen Beschichtung bei verschiedenen Winkeleinstellungen.

In Abbildung 28 wurde beispielsweise die Vermessung der charakteristischen Werte der dielektrischen Beschichtung für einen „KYLIE“-Winkel von 28° Grad und einem „Plattformwinkel“ von $\Phi_P = 60^\circ$ Grad illustriert. In Abbildung 29 wurde die Vermessung der charakteristischen Werte der dielektrischen Beschichtung für einen „KYLIE“-Winkel von 45° Grad und einem „Plattformwinkel“ von $\Phi_P = 94^\circ$ Grad illustriert. Es ergab sich also bei $\Phi_K = 28^\circ$ Grad als Wert für die Kantensteilheit $\frac{dt}{d\lambda} = -12.96$ %/nm. Bei $\Phi_K = 45^\circ$ ergab sich die Kantensteilheit $\frac{dt}{d\lambda} = -10.43$ %/nm.

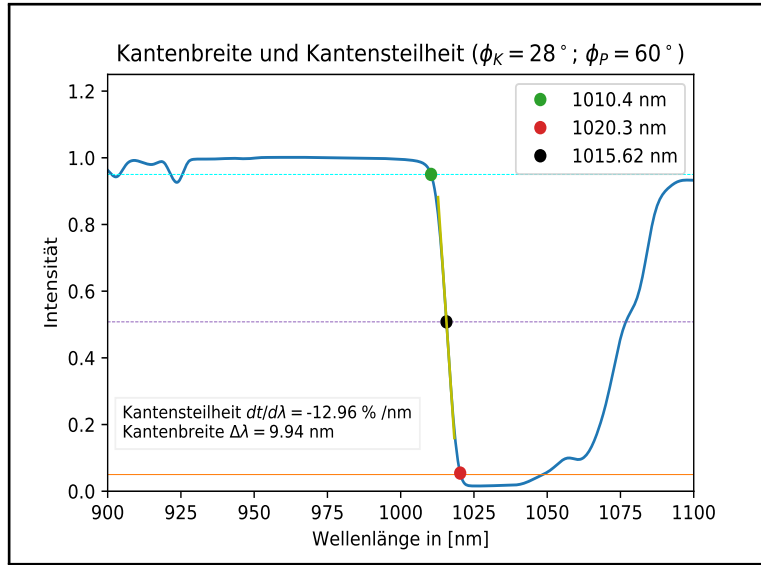


Abbildung 28: Vermessung der Kantenposition, der Kantenbreite, sowie der Kantensteilheit der dielektrischen Beschichtung bei der Winkeleinstellung $\phi_K = 28^\circ$ Grad und $\phi_P = 60^\circ$ Grad. Bei der Intensität handelt es sich um das auskoppelnde und an der Photodiode gemessene FTIR-Licht. Nimmt die Intensität ab, so konnte das Licht in „KYLIE“ einkoppeln.

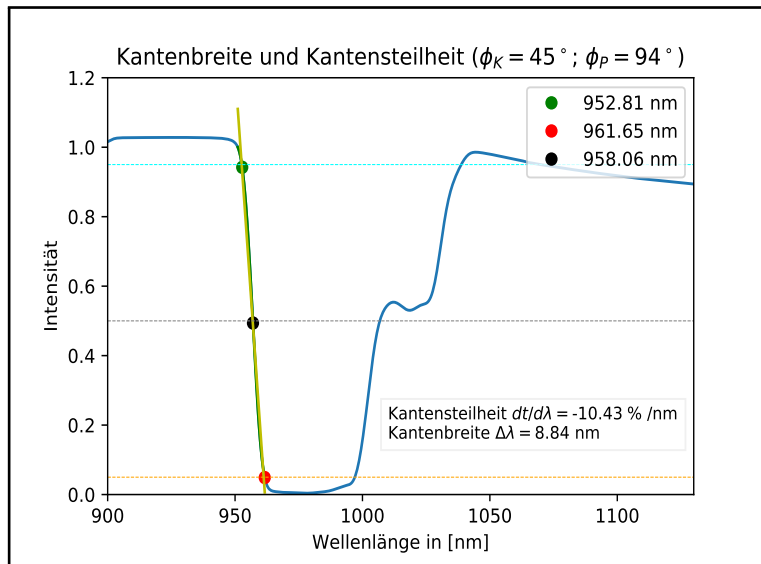


Abbildung 29: Vermessung der Kantenposition, der Kantenbreite, sowie der Kantensteilheit der dielektrischen Beschichtung bei der Winkeleinstellung $\phi_K = 45^\circ$ Grad und $\phi_P = 94^\circ$ Grad. Bei der Intensität handelt es sich um das auskoppelnde und an der Photodiode gemessene FTIR-Licht. Nimmt die Intensität ab, so konnte das Licht in „KYLIE“ einkoppeln.

Im zweiten Teil der Durchführung des Versuchs, wurde die 6 mm Blende in den Versuchsaufbau 13 eingesetzt und Spektren zu jeder einzelnen Winkeleinstellung aus Tabelle 2 aufgenommen. Die Spektren wurden in Abbildung 30 zusammenfassend dargestellt. Wichtig sind hier nicht die genauen Intensitätswerte, sondern die Grafik dient dabei, sich einen Überblick über den qualitativen Verlauf der Kurven bei den entsprechenden Winkeln zu machen.

Aufgrund der nun eingebauten 6 mm Blende, verringert sich der Divergenzwinkel des FTIR-Lichts. Damit nimmt die Überlappung der einzelnen Lichtreflexe (siehe Abbildung 15) ab. Vergleicht man die Kanten in Grafik 30 und 26, so erklärt dies letztlich die größere Kantensteilheit in Grafik 30. Diesmal haben wir $\lambda_k(28^\circ \pm 0.5^\circ) \approx 1030 \text{ nm} = \lambda_l$ sowie $\lambda_k(46^\circ \pm 0.5^\circ) \approx 969 \text{ nm} = \lambda_p$. Was mit den in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen technischen Daten recht gut korrespondiert. Nutzt man abermals die Verschiebungsfunktion 3.54 als Regression und trägt die Kantenpositionen gegen die Eintrittswinkel auf, so erhält man Diagramm 31.

Die Messpunkte liegen gut auf der zugehörigen Regressionskurve. Als effektiven Brechungsindex erhält man $\eta_{eff} = [1.69 \pm 0.02]$. Die Kantenposition bei Null ergibt sich als $\lambda_k(0^\circ) = [1065.45 \pm 3.33] \text{ nm}$. Der systematische Winkeloffset ergibt sich als $\Delta\Theta = [-0.18 \pm 1.48]^\circ \text{ Grad}$. Der systematische Fehler ist klein, daher ist die Funktion nahezu achsensymmetrisch. Die einzelnen Fehler der Parameter ergaben sich aus der Wurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix. Mithilfe der Regressionsfunktion können die Winkel ermittelt werden, bei welchen die Kantenposition genau auf der Pump- bzw. Laserwellenlänge liegt. Für einen Winkel von $25.484^\circ \text{ Grad}$, beträgt die Kantenposition 1029.999 nm . Es ergibt sich daher für die Laserwellenlänge $\lambda_l = 1030 \text{ nm} = \lambda_k(25.48^\circ)$. Für einen Winkel von $44.564^\circ \text{ Grad}$, beträgt die Kantenposition 968.997 nm . Es ergibt sich also für die Pumpwellenlänge $\lambda_p = 969 \text{ nm} = \lambda_k(44.56^\circ)$.

Wie gesagt sind die Kantensteilheiten verglichen mit dem ersten Versuchsteil ohne 6 mm Blende nun größer. Dies kann Diagramm 32 entnommen werden.

KYLIE
Spektroskopische Vermessung mittels FTIR

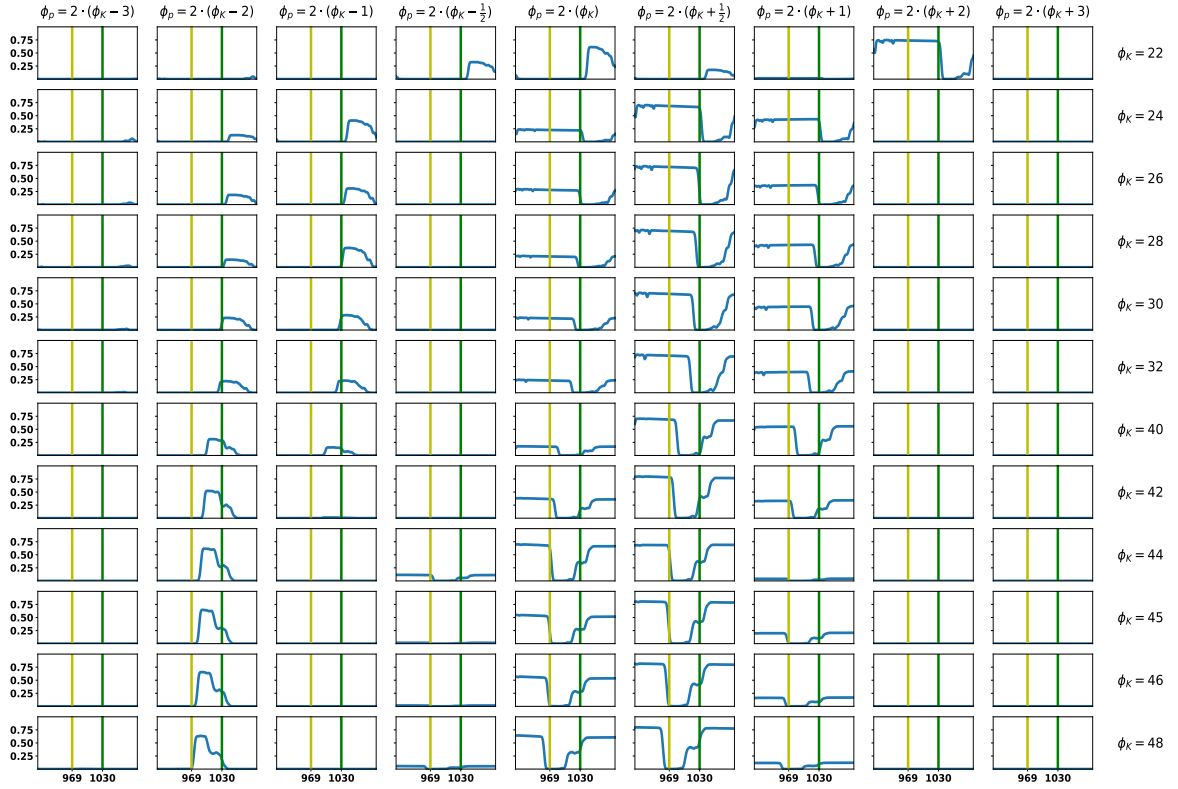


Abbildung 30: FTIR-Spektren zu jeder in Tabelle 2 verzeichneten Winkeleinstellung. Die Messungen unterscheiden sich von den Spektren in Abbildung 26 durch den reduzierten Divergenzwinkel des FTIR-Lichts. Es wurde nämlich eine Blende mit einer 6 mm Öffnung vor die Lichtquelle gesetzt. Wie auf der rechten Seite beschriftet wurde, wurde der „KYLIE“-Winkel Φ_K genau wie in der benannten Tabelle zeilenweise abgearbeitet. Die Spalten unterscheiden sich in der Winkeleinstellung der Plattform Φ_p , wie oben in der Grafik angemerkt. Die Winkel wurden an den Winkeljustagen (2) und (6) in Abbildung 13 eingestellt und das entsprechende Spektrum ist hier beschränkt auf den für diese Arbeit interessanten Wellenlängenbereich dargestellt. In Abbildung 14 sind die beiden Winkel Φ_p und Φ_K noch einmal in Draufsicht eingezeichnet. Bei den Werten auf der x-Achse handelt es sich um die Wellenlänge in [nm]. Bei den Werten auf der y-Achse handelt es sich um die Intensität. Alle Spektren wurden auf den maximalen Intensitätswert des Spektrums normiert. Die blaue Funktion beschreibt die an der Photodiode gemessene Intensität bei eingestellten Parametern Φ_K und Φ_p als Funktion der Wellenlänge $I_{\{\Phi_K, \Phi_p\}}(\lambda)$. Die gelbe Vertikale zeigt die Pumplaserwellenlänge λ_p und die grüne Vertikale die emittierte Laserwellenlänge λ_l an.

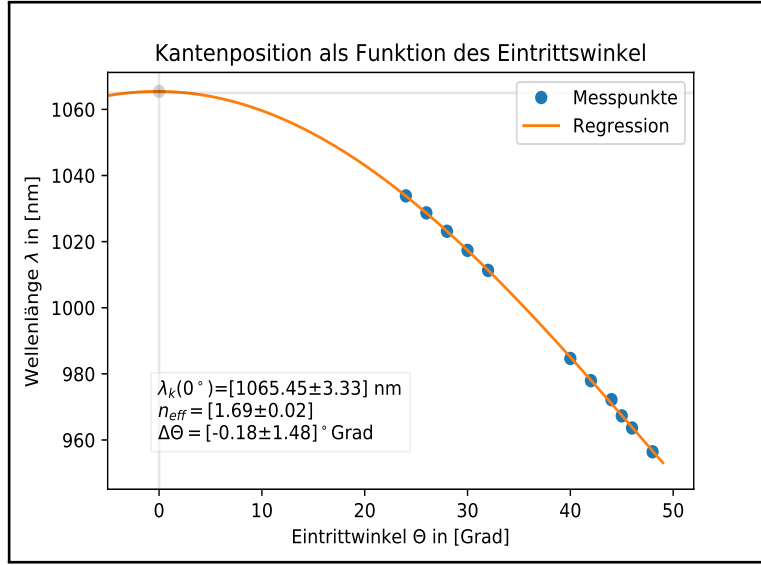


Abbildung 31: Die Kantenposition der dielektrischen Beschichtung ist gegen den Eintrittswinkel des FTIR-Lichts (mit davor platzierte 6 mm - Blende) aufgetragen. Gleichung 3.54 wurde als Regression an die gemessenen Werte gelegt und die Parameter $\lambda_k(0^\circ)$, n_{eff} und $\Delta\Theta$ wurden bestimmt.

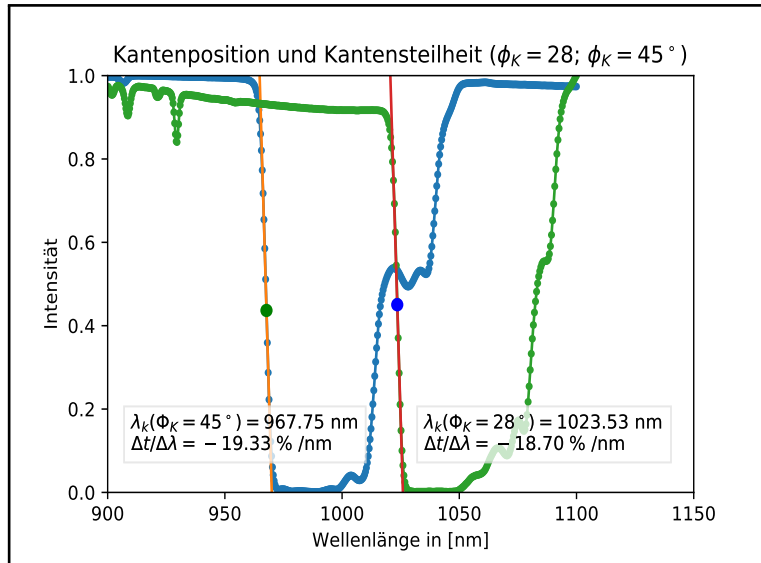


Abbildung 32: Vermessung der Kantenposition, sowie der Kantensteilheit der dielektrischen Beschichtung bei der Winkeleinstellung $\phi_K = 28^\circ$ Grad und $\Phi_K = 45^\circ$ Grad und bei reduziertem Divergenzwinkel des FTIR-Lichts. Bei der Intensität handelt es sich um das auskoppelnde und an der Photodiode gemessene FTIR-Licht. Nimmt die Intensität ab, so konnte das Licht in „KYLIE“ einkoppeln.

Als Kantensteilheit bei einem Winkel von $\Phi_K = 28^\circ$ Grad ergibt sich diesmal $\frac{dt}{d\lambda} = -18.70 \text{ \%}/\text{nm}$ statt der $-12.96 \text{ \%}/\text{nm}$ ohne Blende. Als Kantensteilheit bei einem Winkel von $\Phi_K = 45^\circ$ Grad ergibt sich $\frac{dt}{d\lambda} = -19.33 \text{ \%}/\text{nm}$ statt der $-10.43 \text{ \%}/\text{nm}$

ohne Blende. Die Ergebnisse können mit den in (RBC⁺20) präsentierten Ergebnissen verglichen werden.

5.4 Optische Laserverstärkung

Im diesem Versuchsteil wurde während der Durchführung das Lasersystem „KYLIE“ als Laseramplifikator betrieben. Das Ziel war es, einen Seed-Laser mithilfe der im Lasermaterial atomar gespeicherten Energie zu verstärken. Im Folgenden beziehen sich alle umklammerten Verweise auf das entsprechende optische Bauteil im Aufbau 17. Im ersten Versuchsteil wurden die Filtergläser entnommen (14). Die Referenzleistung betrug somit in etwa $P_{seed} \approx 160$ Milliwatt. Die Referenzleistung wurde mittels eines thermischen Leistungsmessgeräts ermittelt (20). Bezeichne P_{amp} die Laserleistung nach Durchgang durch das Lasermedium (19). Die Verstärkung der Referenzleistung ist dann das Verhältnis $\frac{P_{amp}}{P_{seed}}$. Richtet man das Lasersystem unterschiedlich aus, so ergeben sich auch unterschiedliche Verstärkungsfaktoren. In Diagramm 33 ist die Verstärkung bei einer Referenzleistung von etwa $P_{seed} \approx 160$ mW dargestellt, wenn man den Seed-Laser und den Pumplaser entweder auf die dünne- oder auf die dicke Seite des Keils richtet.

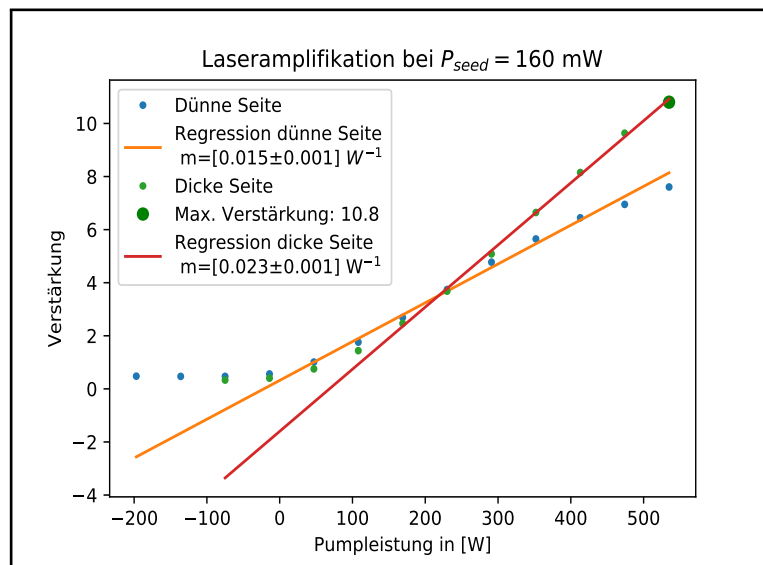


Abbildung 33: Verstärkung als Funktion der Pumpleistung bei verschiedenen Systemkonfigurationen des Lasersystems „KYLIE“. Die blauen Messpunkte wurden gemessen, als die Laserstrahlen auf die dünne Seite des Keils gerichtet waren. Die orange Gerade ist die zu diesen Messpunkten gehörige Regressionsgerade. Die grünen Messpunkte wurden gemessen, als die Laserstrahlen auf die dicke Seite des Keils gerichtet waren. Die rote Gerade ist die zu diesen Messpunkten gehörige Regressionsgerade.

Da auf der dünnen Seite des Keils das bestrahlte Volumen V des Lasermaterials geringer ausfällt, ist somit wegen Gleichung 3.86 auch die Anzahl N der in diesem Volumen vorkommenden Ytterbium-Atome geringer. In einer kleineren Menge an Ytterbium-Atomen kann auch eine geringere Energie in Form atomarer Anregung gespeichert werden. Deshalb fällt die Steigung geringer aus, wenn die Laserstrahlen auf die dünne

Seite des Keils gerichtet sind. Die Steigungen der Regressionsgeraden ergaben sich als $m = [0.015 \pm 0.001] \text{ W}^{-1}$ für die dünne Seite und $m = [0.023 \pm 0.001] \text{ W}^{-1}$ für die dicke Seite. Die Fehler der Wurzel aus den Diagonalelementen der Kovarianzmatrix in Python vielen sehr klein aus. Die angegebenen Fehler ergaben sich durch ausprobieren. Es wurde schlichtweg die Schwankung der Referenzleistung bedacht und die Gerade in den Fällen größter Abweichung vom angegebenen Wert als Fehler ausgewertet. In Diagramm 33 ist auch der größte Verstärkungsfaktor von 10.8 verzeichnet worden.

Setzt man die Filtergläser (14) in den Versuchsaufbau ein, so verringert sich die Signalstärke des Seed-Lasers je nach gewähltem Filterglas weiter. In Diagramm 34 ist beispielsweise die Verstärkung des Seed-Lasers bei einer Referenzleistung von $P_{Seed} \approx 9.6 \text{ mW}$ dargestellt.

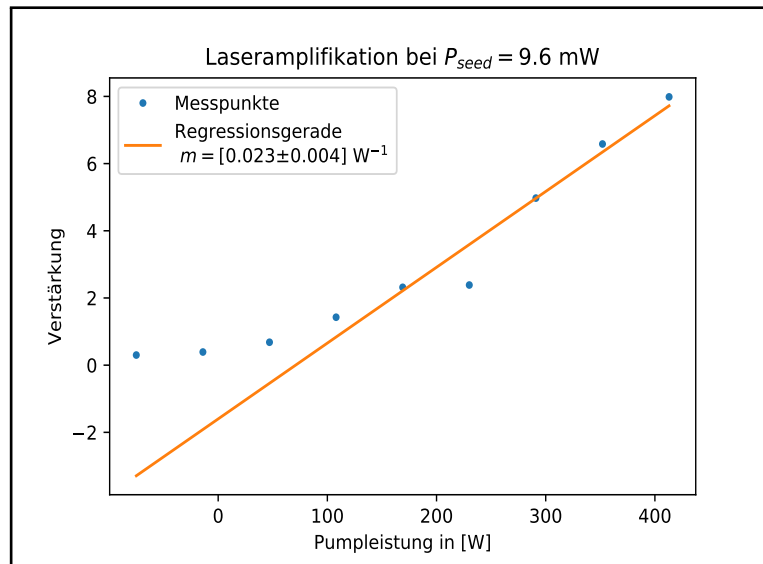


Abbildung 34: Verstärkung als Funktion der Pumpleistung bei einer abgeschwächten Referenzleistung von ungefähr 9.6 Milliwatt. Die orange Gerade ist die zu den Messpunkten gehörige Regressionsgerade. Ausgerichtet waren die Laserstrahlen auf die dicke Seite des Keils.

Diesmal ergibt sich ein Wert von $m = [0.023 \pm 0.004] \text{ W}^{-1}$ für die Steigung der Regressionsgerade. Der Fehler wurde genau wie zuvor abgeschätzt. Nun konnte man auch noch eine weitere Messung machen, bei welcher die Referenzleistungen noch weiter abgeschwächt wurde. In Diagramm 35 betrug die Referenzleistungen ungefähr $P_{Seed} \approx 3.2 \text{ Milliwatt}$.

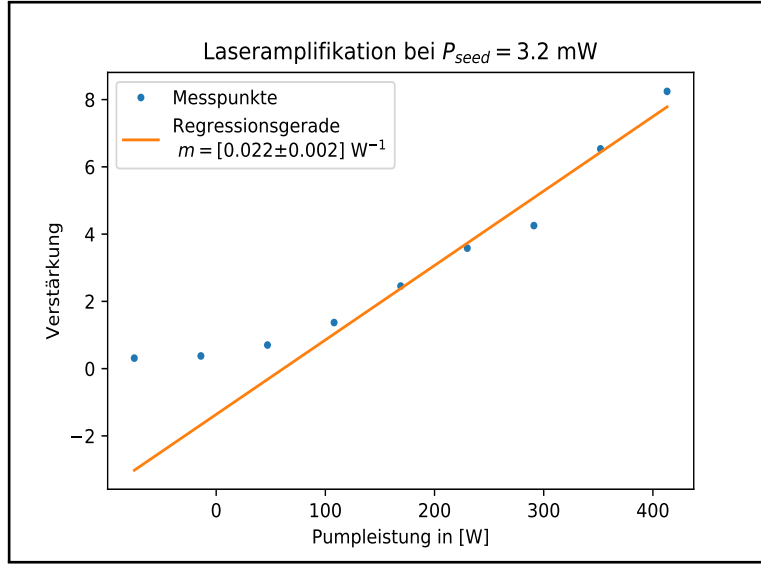


Abbildung 35: Verstärkung als Funktion der Pumpleistung bei einer abgeschwächten Referenzleistungen von ungefähr 3.2 Milliwatt. Die orange Gerade ist die zu den Messpunkten gehörige Regressionsgerade. Ausgerichtet waren die Laserstrahlen auf die dicke Seite des Keils.

Diesmal ergibt sich ein Wert von $m = [0.022 \pm 0.002] \text{ W}^{-1}$ für die Steigung der Regressionsgerade. Der Fehler wurde genau wie zuvor abgeschätzt. Siehe hierzu auch die Ergebnisse in (RBC⁺20). Die Reduktion der Referenzleistung mittels Filterglas wurde durchgeführt, um die Kleinsignalverstärkung nach einem Durchlauf zu untersuchen. Vergleicht man die Ergebnisse der Signalverstärkungen nach einem Durchlauf bei unterschiedlichen Referenzleistungen, so fällt jedoch auf, dass die Reduktion der Referenzleistungen mittels eines Filterglases nicht wirklich zu unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren führte. Dies ist ein Indiz dafür, dass es sich bereits bei der vollen ungefilterten Referenzleistung von $P_{Seed} \approx 160 \text{ mW}$ um ein Kleinsignal handelte.

5.5 Rigrod-Analyse

In Abschnitt 5.2 haben sich Werte für die differentiellen Wirkungsgrade (optisch-zu-optisch) von „KYLIE“ bei verschiedenen Systemkonfigurationen ergeben. Es wurden unter anderem unterschiedliche Auskopplungsspiegel verwendet. Trägt man die erhaltenen differentiellen Wirkungsgrade gegen die Transmissionskoeffizienten der genutzten Auskopplungsspiegel auf und nutzt Gleichung 3.89 als Regressionsgleichung, so erhält man den Grafen 36.

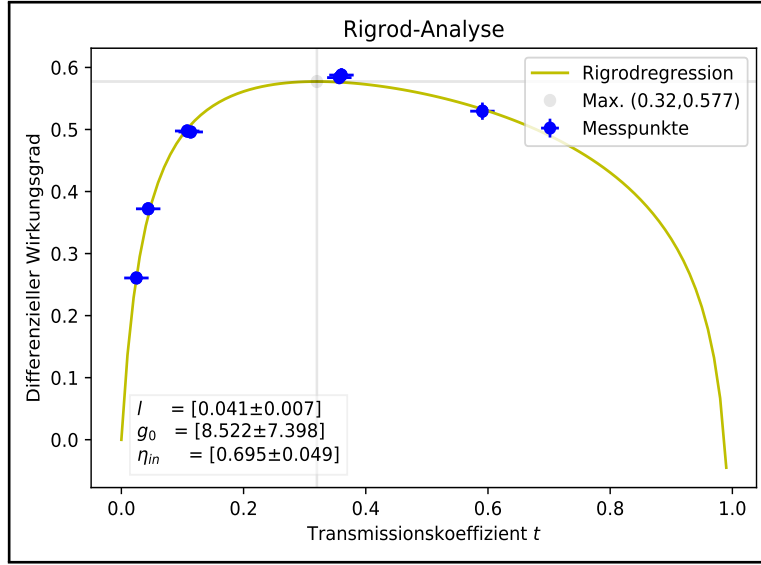


Abbildung 36: Rigrod-Analyse von „KYLIE“. Aufgetragen wurden die differentiellen Wirkungsgrade η_{o2o} gegen die Transmissionskoeffizienten T_i der Auskopplungsspiegel. Als Regression wurde Gleichung 3.89 verwendet. Die Funktionsparameter waren hierbei die internen Verluste l , die Signalverstärkung nach einem Durchlauf g_0 und das Verhältnis zwischen maximal extrahierbarer und eingegangener Leistung η_{in} .

Es ergeben sich daher laut Rigrod-Analyse interne Verluste der Größenordnung $L = 100 \% \cdot l = [4.1 \pm 0.7] \%$. Das bedeutet, dass etwa 4 % der Laserleistung in „KYLIE“ verloren gehen. Es handelt sich hierbei um das Licht, welches von den Spiegeln absorbiert und somit in Wärme umgewandelt wird. Aber auch um Photonen, welche an den Rändern der keilförmigen Vorrichtung auskoppeln. Die Signalverstärkung pro Durchgang liegt in der Größenordnung von $g_0 \approx 10$. Das Verhältnis η_{in} beläuft sich auf $\eta_{in} = [0.695 \pm 0.049]$. Für einen Transmissionskoeffizienten von $t = 0.32$ wird der differentiellen Wirkungsgrad für dieses charakteristische Lasersystem maximal. Er beträgt dann $\eta_{o2o} = 0.577$.

6 Diskussion

In diesem Kapitel sollen alle Ergebnisse dieser Arbeit diskutiert werden.

Im Versuch **„Vermessung der Transmissionswerte verschiedener Auskopplungsspiegel“** wurden die Transmissionskoeffizienten verschiedener Auskopplungsspiegel vermessen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Es wurden insgesamt zehn Messungen pro Auskopplungsspiegel vorgenommen. Die gemittelten Werte und deren Fehler finden sich in Tabelle 3. Mithilfe der Fehler und der gemittelten Werte, konnten anschließend mit Gleichung 3.5 und der Fehlerfortpflanzung 5.1 die Transmissionswerte und deren statistische Fehler errechnet werden. Das thermische Leistungsmessgerät war linear geeicht. Für kleine Leistungen liegt der echte- und der gemessene Wert auch tatsächlich ziemlich nah beieinander. Für große Leistungen weicht die Leistungsmessung von der tatsächlichen Leistung aber immer weiter ab. Der relative systematische Leistungsmessfehler wurde auf $P_{syst}^{(rel)} = 5\%$ festgelegt. Eine Leistung P hat somit den Messfehler $0.05 \cdot P = \Delta P_{syst}$. Da der relative systematische Fehler konstant ist, pflanzt er sich wie folgt auf die Transmissionswerte fort:

$$\frac{\Delta T_{syst}}{T} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_0}{P_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2} = \sqrt{2 \cdot \left(P_{syst}^{(rel)}\right)^2} = \sqrt{2} \cdot P_{syst}^{(rel)} \quad (6.1)$$

Da der relative systematische Leistungsmessfehler auf 5 % festgesetzt war, beträgt somit der relative systematische Fehler der Transmissionswerte etwa 7 %. Die systematischen Fehler sind ebenfalls Tabelle 4 zu entnehmen. Auffällig für die Ergebnisse dieses Versuchs war, dass die gemessenen Transmissionswerte stark von den Produktangaben der Hersteller abwichen.

Im Versuch **„Optische Leistung eines Scheibenlasersystems bei verschiedenen Auskopplungsspiegeln“**, wurde die optische Laserleistung von „KYLIE“ bei verschiedenen Pumpströmen untersucht und grafisch dargestellt. Zur Vermessung der optischen Laserleistung wurde wieder ein thermisches Leistungsmessgerät verwendet. Der systematische Fehler beträgt also wieder 5 % auf alle Messwerte der optischen Leistung. Die differentiellen Wirkungsgrade bei verschiedenen Systemkonfigurationen wurden ermittelt und zusammen mit ihren statistischen Fehlern in Diagramm 18 zusammengefasst. Wie in Abbildung 20 bzw. Abbildung 21 ersichtlich, wurden die differentiellen Wirkungsgrade mittels einer linearen Regression bestimmt. Als statistischer Fehler, wurden zwei Werte in Betracht gezogen. Zunächst gab es einen Entscheidungsspielraum in der Wahl der für die Regression berücksichtigten Messpunkte. Als erster Wert, wurde also unter Ausnutzung dieses Freiheitsgrades die maximale Abweichung vom besten Fit als Fehler in Betracht gezogen. Dieser Wert wurde anschließend mit der sich aus der Regression ergebenden Unsicherheit verglichen. Beim zweiten Wert handelt es sich also um die Wurzel der Diagonalelemente der Kovarianzmatrix in Python. Als statistischer Fehler wurde letztlich der größere beider Werte genommen. Berücksichtigt man noch zusätzlich die systematische Ungenauigkeit von 5 %, so ergeben sich die folgenden Werte für die explizit angegebenen differentiellen Wirkungsgrade. Der höchste gemessene differentielle optisch-optische Wirkungsgrad ergibt sich in Messreihe „B“ als

$$\eta_{o2o} = [0.585 \pm \underbrace{0.008}_{stat} \pm \underbrace{0.055}_{syst}]. \quad (6.2)$$

Für Messreihe „A“ ergibt sich

$$\eta_{o2o} = [0.583 \pm \underbrace{0.009}_{stat} \pm \underbrace{0.029}_{syst}]. \quad (6.3)$$

Für den größten differentiellen elektro-optischen Wirkungsgrad in Messreihe „A“ ergibt sich dann

$$\eta_{e2o} = [0.239 \pm \underbrace{0.002}_{stat} \pm \underbrace{0.012}_{syst}]. \quad (6.4)$$

Die systematischen Fehler der differentiellen Wirkungsgrade wurden errechnet, indem unter Ausnutzung der Unsicherheit von 5 % der Messpunkte eine Regression mit größtmöglicher Abweichung gesucht wurde. Es ergaben sich also zwei Werte für die Steigungen der Regressionsgeraden, einmal die Steigung der ursprünglichen Regression ohne Berücksichtigung der systematischen Unsicherheit und außerdem auch die Steigung mit größtmöglicher Abweichung von der Steigung der ursprünglichen Regression. Der systematische Fehler ergab sich dann als Differenz aus diesen beiden Steigungswerten. Berücksichtigt man die systematische Ungenauigkeit, so ergibt sich die höchste gemessene Laserleistung als $P_l = [708.0 \pm \underbrace{35.4}_{syst}]$ Watt. Auch für die explizit angegebenen

Wirkungsgrade lässt sich ein systematischer Fehler angeben. Die Fehlerfortpflanzung lautet $\Delta\eta_{syst} = \frac{\Delta P_l}{P_i}$, wobei P_i die Eingangsleistung und ΔP_l den systematischen Fehler der Laserleistung P_l bezeichnet. Es ergibt sich dann für den elektro-optischen Wirkungsgrad in Messreihe „B“:

$$\eta_{E2O} = [0.1831 \pm \underbrace{0.0092}_{syst}]. \quad (6.5)$$

Für den optisch-optischen Wirkungsgrad in Messreihe „B“ ergibt sich dann:

$$\eta_{O2O} = [0.5107 \pm \underbrace{0.0255}_{syst}]. \quad (6.6)$$

Im Versuch „**Spektroskopische Analyse einer „KYLIE“-Vorrichtung mithilfe eines Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometers (FTIR)**“ wurde die dielektrische Beschichtung von „KYLIE“ spektroskopisch untersucht. Da die gesamte Analyse einmal mit- und einmal ohne eine 6 mm Blende vor der FTIR-Lichtquelle gemacht wurde, lassen sich die Ergebnisse dieser beiden Analysen miteinander vergleichen. Außerdem können die technischen Daten von „KYLIE“ zur Diskussion herangezogen werden. Ohne Blende ergab sich eine Kantenposition bei Null Grad von $\lambda_k(0^\circ) = [1071.52 \pm 2.16]$ nm. Bei der zweiten Analyse mit eingesetzter 6 mm Blende betrug die Kantenposition bei Null Grad $\lambda_k(0^\circ) = [1065.45 \pm 3.33]$ nm. Beide Werte

stimmen miteinander im 2σ -Bereich überein. Der effektive Brechungsindex in der ersten Analyse ohne Blende ergab sich als $\eta_{eff} = [1.70 \pm 0.01]$. Mit 6 mm Blende ergab sich der Wert $\eta_{eff} = [1.69 \pm 0.02]$. Beide Werte stimmen miteinander innerhalb des 1σ -Bereiches überein. Die systematischen Winkeloffsets sind natürlich im Idealfall Null. Wie die Nullkalibration des entsprechenden Winkels genau durchgeführt wurde, ist in Abschnitt 4.3.3 ausführlich erklärt. Trotz der Vorkehrungen waren die Lichtreflexe doch zu groß, um auf diese Weise eine präzise Nullkalibration durchführen zu können. Es ist zusätzlich möglich, dass sich der Winkel nach Kalibration wieder verstellt hat. Es wurden Maßnahmen ergriffen, um den Winkel für die zweite Analyse besser zu fixieren. Der systematische Winkeloffset in der ersten Analyse betrug $\Delta\Theta = [-5.03 \pm 0.83]^\circ$ Grad. Das technische Design (siehe Abschnitt 3.3.3) ist so ausgelegt, dass Licht der Wellenlänge 969 nm ab einem Winkel von $\Theta_p = 45.5^\circ$ Grad einkoppeln sollte. Tatsächlich ergab sich jedoch $\lambda_p = 969 \text{ nm} = \lambda_k(41.63^\circ)$. Laut den Ergebnissen der ersten Analyse konnte das Licht also bereits ab einem Winkel von 41.63° Grad in die Vorrichtung einkoppeln. Definiert man den realen Winkel Θ_{real} als $\Theta_{real} := \Theta - \Delta\Theta$, dann bezeichnet Θ den Winkel gemessen auf der (wie in Abschnitt 4.3.3 beschrieben) kalibrierten Skala und $\Delta\Theta$ bezeichnet den Fehler dieser Eichung. Es ergibt sich dann ein tatsächlicher Winkel von $\Theta_{real} = [46.66 \pm 0.83]^\circ$ Grad. Dieser Wert stimmt im 2σ -Bereich mit den technischen Daten überein. Der systematische Winkeloffset in der zweiten Analyse mit 6 mm Blende ergab sich als $\Delta\Theta = [-0.18 \pm 1.48]^\circ$ Grad. Die verschobene Kantenposition betrug $\lambda_p = 969 \text{ nm} = \lambda_k(44.56^\circ)$, das Licht der Wellenlänge 969 nm koppelte also bei einem Winkel von 44.56° Grad ein. Wie erwartet, hat sich der systematische Winkeloffset nach besserer Fixierung des Winkels verringert. Errechnet man abermals den realen Winkel, so erhält man $\Theta_{real} = [44.74 \pm 1.48]^\circ$ Grad. Dieser Wert stimmt sogar im 1σ -Bereich mit den technischen Daten von „KYLIE“ überein. Laut den technischen Daten von „KYLIE“ (Abschnitt 3.3.3), sollte die Laserwellenlänge von $\lambda_l = 1030 \text{ nm}$ bei einem Winkel von $\Theta_E = 27.5^\circ$ Grad anfangen einzukoppeln. Tatsächlich ergab sich in der ersten Analyse $\lambda_l = 1030 \text{ nm} = \lambda_k(22.98^\circ)$, und somit ein gemessener Einkopplungswinkel von 22.98° Grad. Der reale Winkel ist dann $\Theta_{real} = [28.01 \pm 0.83]^\circ$ Grad und stimmt somit im 1σ -Bereich mit den technischen Daten überein. In der zweiten Analyse mit 6 mm Blende ergab sich $\lambda_l = 1030 \text{ nm} = \lambda_k(25.48^\circ)$ und somit betrug der gemessene Einkopplungswinkel 25.48° Grad. Der reale Winkel ist dann $\Theta_{real} = [25.66 \pm 1.48]^\circ$, was im 2σ -Bereich mit den technischen Daten übereinstimmt. Wird der Divergenzwinkel des FTIR-Lichtes mittels 6 mm Blende verringert, so verringert sich damit die Überlappung der einzelnen Lichtreflexe (siehe Abbildung 15). Die Überlappung kann, wie bereits in der Auswertung 5.3 erklärt wurde, mithilfe von Gleichung 5.3 quantifiziert werden. Nimmt die Überlappung der Lichtreflexe ab, so verringert sich die minimale Intensität im Topf. Somit wird der Topf, sprich der Bereich, in welchem das Licht einkoppelt, tiefer. Da die Spektren normiert sind, ändert sich nicht die maximale Intensität, welche außerhalb des Topfes gemessen wird. Daraus folgt dann eine größere Kantensteilheit. Es wird also theoretisch eine größere Kantensteilheit erwartet, wenn die Blende (Nummer (13) im Aufbau 13) eingesetzt wird. Die Resultate bestätigen diese Vermutung. Die Kantensteilheit bei einem Winkel von 45° Grad betrug $\frac{dt}{d\lambda} = -19.33 \text{ \%/nm}$ mit 6 mm Blende und $\frac{dt}{d\lambda} = -10.43 \text{ \%/nm}$ ohne 6 mm Blende. Die Kantensteilheit hat sich daher durch Einsetzen der 6 mm Blende um über 185 % gesteigert. Die Kantensteilheit bei einem Winkel von 28° Grad ergab sich als $\frac{dt}{d\lambda} = -18.70 \text{ \%/nm}$ mit 6 mm Blende und als $\frac{dt}{d\lambda} = -12.96 \text{ \%/nm}$ ohne 6 mm Blende. Die Kantensteilheit hat sich also durch Einsetzen der 6 mm Blende um über 144 %

gesteigert.

Die Ergebnisse der „**Rigrod-Analyse**“ von „KYLIE“ lassen auf interne Verluste von $L = 100 \% \cdot l = [4.1 \pm 0.7] \%$ schließen. In der Herleitung der Rigrod-Analyse 3.5, wird von einem I-Resonator wie in Abbildung 4 ausgegangen. Da es sich bei „KYLIE“ streng genommen um einen V-Resonator zwischen Auskopplungsspiegel, HR-Beschichtung und dielektrischer Beschichtung handelt, ist l als effektiver Transmissionskoeffizient zu verstehen. Dieser effektive Transmissionskoeffizient beschreibt sowohl die HR-Beschichtung, als auch die dielektrische Beschichtung von „KYLIE“. Es sind daher genau diese beiden Beschichtungen, hinsichtlich ihres Absorptionsverhaltens, zu untersuchen. Tabelle 7 ist (RBC⁺20) entnommen und fasst das Reflexionsverhalten sowie das Absorptionsverhalten der beiden Beschichtungen für verschiedene Einkopplungswinkel und Wellenlängen gut zusammen.

Für einen sehr breiten Winkelbereich, weist die hoch-reflektive Beschichtung von „KY-

Beschichtung	Wellenlänge [nm]	Winkelbereich [°]	R [%]	A [%]
HR	969	0 - 52	> 99.998	< 0.001
HR	1030	0 - 38	> 99.998	< 0.001
LP	969	0 - 42.5	> 99	< 0.01
LP	969	0 - 14.5	> 99.9	
LP	969	24 - 42.5	> 99.9	
LP	969	42 - 48		< 0.06
LP	sp 1030	0 - 21	> 99.99	< 0.01
LP	sp 1030	21 - 28		< 0.06

Tabelle 7: Die Tabelle gibt die Reflexionskoeffizienten R und die Absorptionskoeffizienten A der Beschichtungen von „KYLIE“ in den angegebenen Winkelbereichen und Wellenlängen an. Hierbei bezeichnet „LP“ die einem Langpassfilter ähnlichen dielektrische Beschichtung auf der Oberseite von „KYLIE“ und „HR“ die hoch-reflektive Beschichtung auf der Unterseite von „KYLIE“. Die Abkürzung „sp“ steht für „s-polarisiert“.

LIE“ einen Reflexionskoeffizienten von $R > 99.998 \%$ auf. Die geringen Absorptionskoeffizienten von unter 0.001% in diesem Bereich, hätten mit denen in dieser Arbeit verwendeten Messinstrumenten ohnehin nicht nachgewiesen werden können. Selbst bei der größten gemessenen Laserleistung von 708 Watt, würden gerade einmal 7 Milliwatt von der HR-Beschichtung absorbiert und in Wärme umgewandelt werden. Licht der Wellenlänge 969 nm, welches unter einem Winkel zwischen 0° und 52° Grad einkoppelt, sowie Licht der Wellenlänge 1030 nm, welches unter einem Winkel zwischen 0° und 38° Grad einkoppelt und von der HR-Beschichtung reflektiert wird, kann also als mögliche Erklärung für die internen Verluste von etwa 4.1% schon einmal ausgeschlossen werden. Die Topfbreite, dass heißt der Wellenlängenbereich des Lichtes, welches in „KYLIE“ einkoppeln kann, ist jedoch sehr groß. Wirft man etwa einen Blick auf Abbildung 30, so fällt auf, dass bei einem eingestellten Plattformwinkel von $\Phi_P = 2 \cdot (\Phi_k + 1)$ Licht der Wellenlänge 1030 nm erstmals bei einem Winkel zwischen $\Phi_K = 24^\circ$ und $\Phi_K = 26^\circ$ Grad einkoppelt. Nutzt man diese Winkelskala weiter, so fällt auf, dass das Licht auch für alle Winkel zwischen 26° und einschließlich 40° Grad vollkommen in

„KYLIE“ einkoppelt. Erst ab einem Winkel von $\Phi_K = 48^\circ$ Grad wird das Licht zum Großteil von der dielektrischen Beschichtung reflektiert. Das bedeutet, dass Licht der Wellenlänge 1030 nm ganz oder teilweise im Winkelbereich $\Phi_K \in [24, 48]^\circ$ Grad in „KYLIE“ einkoppelt und somit auch auf die HR-Beschichtung trifft. Dies ergibt eine Winkeldifferenz von etwa 24° Grad unabhängig von der gewählten Eichung des Nullpunkts. Die technischen Daten von „KYLIE“ (siehe Abschnitt 3.3.3) sagen allerdings für die Wellenlänge von 1030 nm einen minimalen Einkopplungswinkel von $\Phi_K = 27.5^\circ$ Grad voraus. Addiert man die oben berechnete Winkeldifferenz auf diesen minimalen Einkopplungswinkel, so erhält man einen maximalen Einkopplungswinkel für Licht der Wellenlänge 1030 nm von 51.5° Grad. Die HR-Beschichtung ist, wie Tabelle 7 zu entnehmen ist, jedoch bei Wellenlängen von 1030 nm nur auf einen Winkelbereich von 0 bis 38° ausgelegt. Somit bleibt unklar, was mit dem Licht der Wellenlänge 1030 nm passiert, welches unter einem Winkel von $\Phi_K \in (38, 51.5]^\circ$ Grad einkoppelt. Je nach Reflexionskoeffizient der HR-Beschichtung in diesem Winkelbereich, kann dieser Anteil des einkoppelnden Lichtes durchaus zu den mittels Rigrod-Analyse errechneten internen Verlusten des Lasersystems beitragen. Noch wichtiger ist jedoch das Licht, welches eine Wellenlänge von 969 nm aufweist und unter Winkeln größer als 52° Grad einkoppelt. Man kann den Winkelbereich des Lichtes abschätzen, indem man die in Abbildung 31 dargestellte Regressionsgleichung verwendet. In orange dargestellt ist schließlich die Verschiebungsfunktion der Kantenposition selbst. Definiert man $\hat{\Phi}_K$ als den maximalen Winkel, unter welchem Licht der Wellenlänge 969 nm in „KYLIE“ einkoppelt, und schätzt man die volle Breite des Topfes auf $\delta\lambda = 70$ nm, so kann $\hat{\Phi}_K$ ermittelt werden. Hierzu ermittelt man zunächst den Winkel, bei welchem die Kantenposition gerade $969 \text{ nm} - 70 \text{ nm} = 899 \text{ nm}$ beträgt. Mittels Regressionsgleichung ergibt sich dann der Winkel $\hat{\Phi}_K = 65.15^\circ$ Grad. Es gilt also $\lambda_k(65.15^\circ) = 899 \text{ nm}$. Das bedeutet, dass Licht der Wellenlänge 969 nm auf dieser Skala gemessen im Winkelbereich $\Phi_K \in [44.56, 65.15]^\circ$ Grad in „KYLIE“ einkoppelt. Das ergibt eine vom Nullpunkt unabhängige Winkeldifferenz von 20.59° Grad. Überträgt man dies auf die technischen Daten von „KYLIE“, laut welchen Licht der Wellenlänge 969 nm erstmals ab einem Winkel von 45.5° Grad in „KYLIE“ einkoppeln sollte (siehe Abschnitt 3.3.3), so ergibt sich schließlich der Winkelbereich $\Phi_K \in [45.50, 66.09]^\circ$ Grad. Nimmt man nun noch den Winkelbereich heraus, für welchen die HR-Beschichtung einen Reflexionskoeffizienten von über 99.998 % aufweist, so ergibt sich der übrige Winkelbereich als $\Phi_K \in (52.00, 66.09]^\circ$ Grad. Es bleibt somit unklar, was mit dem Licht der Wellenlänge 969 nm passiert, welches unter einem Winkel von $\Phi_K \in (52, 66.09]^\circ$ Grad einkoppelt. Je nach Reflexionskoeffizient der HR-Beschichtung in diesem Winkelbereich, kann dieser Anteil des einkoppelnden Lichtes durchaus zu den mittels Rigrod-Analyse errechneten internen Verlusten des Lasersystems beitragen. In den Winkelbereichen, in welchen die dielektrische Beschichtung sperrt, beträgt der Reflexionskoeffizient wie aus Tabelle 7 hervorgeht mindestens 99 %. Wegen Gleichung 3.2 ergibt sich somit für all diese Winkelbereiche und Wellenlängen ein Absorptionskoeffizient unter einem Prozent. Somit tragen die Winkelbereiche, für welche die dielektrische Beschichtung sperrt, nur minimal zu den internen Verlusten von „KYLIE“ bei. Wie aus Tabelle 7 hervorgeht, sind die Absorptionskoeffizienten der dielektrischen Beschichtung in den Bereichen der Kante maximal. Dort sind sie immernoch durch 0.06 % nach oben abgeschätzt. Für die maximal gemessene Laserleistung von 708 Watt, würden allerdings bereits bis zu 0.42 Watt von der dielektrischen Beschichtung absorbiert werden. Neben der Winkelbereiche, für welche das Absorptionsverhalten der HR-Beschichtung unklar ist, ist es also

insbesondere die Kante der dielektrischen Beschichtung, welche interne Verluste verursacht. Wie bereits in Abschnitt 3.3.2 hergeleitet, ist die Kantensteilheit enorm wichtig, um hohe Laserleistungen mithilfe von „KYLIE“ zu erzielen. Es wurde ausführlich erklärt, dass die Reduktion des Keilwinkels α zwar eine Verbesserung der Laserfalle bedeuten würde, dieser jedoch durch die Kantensteilheit nach unten beschränkt wird (siehe Gleichung 3.66). In (RBC⁺20) wurde die Kantensteilheit von der Einheit %/nm in die Einheit %/deg. umgerechnet. Zunächst ergaben sich für die Kantensteilheiten aus der zweiten Analyse mit 6 mm Blende $\frac{dt}{d\lambda} = -18.70$ %/nm für 28° Grad und $\frac{dt}{d\lambda} = -19.33$ %/nm für 45° Grad. Diese Kantensteilheiten übersetzen sich laut (RBC⁺20) in die Werte $\frac{dt}{d\Theta} = -57$ %/deg. für 28° Grad und $\frac{dt}{d\Theta} = -83$ %/deg. für 45° Grad. Nun ist es aber so, dass die Winkel innerhalb des Lasermaterials anders skalieren. Auch das wurde ausführlich in Abschnitt 3.3.2 erklärt. Die in Gleichung 3.66 verwendete Transformation $\Theta \mapsto M(\Theta)$, transformiert den Winkel Θ in Übereinstimmung mit dem Snellius'schen Brechungsgesetz in das Lasermaterial, wo aufgrund des unterschiedlichen Brechungsindex auch ein anderer Einkopplungswinkel vorzufinden ist. Gleichung 3.66 fordert, dass das eingekoppelte- und durch die HR-Schicht reflektierte Licht, nicht sofort wieder aus „KYLIE“ auskoppelt. Nur in diesem Fall, kann das Licht in „KYLIE“ eingefangen werden. In (RBC⁺20) wurden die Kantensteilheiten in %/deg. in die entsprechenden Werte umgerechnet, welche für Winkel innerhalb des Lasermaterials gelten. Die Kantensteilheit von $\frac{dt}{d\Theta} = -57$ %/deg. für 28° Grad beträgt in Winkeln innerhalb des Lasermaterials ausgedrückt $\frac{dt}{d\Theta} = -106$ Prozent pro Grad. Die Kantensteilheit von $\frac{dt}{d\Theta} = -83$ %/deg. für 45° Grad beträgt in Winkeln innerhalb des Lasermaterials ausgedrückt $\frac{dt}{d\Theta} = -162$ Prozent pro Grad. Die Kantenbreite in Grad gemessen beträgt somit innerhalb des Lasermediums etwa 0.94° Grad für Licht der Wellenlänge 1030 nm, welches unter einem Winkel von 28° Grad einkoppelt. Für Licht der Wellenlänge 969 nm, welches unter einem Winkel von 45° Grad einkoppelt, ergibt sich gerade einmal eine Kantenbreite von etwa 0.62° Grad. Die in Gleichung 3.66 gemachte Abschätzung sagt also aus, dass der Keilwinkel α so groß sein muss, dass das bei einem Winkel von 45° Grad einkoppelnde Licht nach der Reflexion an der HR-Schicht unter einem (bezüglich des Lotes der dielektrischen Beschichtung gemessenen) Winkel von Θ mit $\Theta < \{M(45^\circ) - 0.62^\circ\}$ Grad auf die dielektrische Beschichtung auftrifft. Hierbei ist $M(45^\circ)$ wieder der Einkopplungswinkel innerhalb des Lasermaterials. Da der Einkopplungswinkel $M(45^\circ)$ nach jeder Reflexion an der HR-Schicht um das Doppelte des Keilwinkels reduziert wird (siehe Abbildung 8), ergäbe sich daher ein minimaler Keilwinkel von $\alpha_{45} = 0.31^\circ$ Grad für die Kante bei 45° Grad. Nach selbiger Rechnung ergäbe sich für die Kante bei 28° Grad ein minimaler Keilwinkel von $\alpha_{28} = 0.47^\circ$ Grad. Um sicherzustellen, dass keiner der beiden Einkopplungswinkel zu einer sofortigen Auskopplung des entsprechenden Lichtstrahls führt, würde man den Keilwinkel also durch einen Winkel von etwa $\alpha \approx 0.5^\circ$ Grad nach unten abschätzen. Derzeit beträgt der Keilwinkel von „KYLIE“ gerade 1° Grad (Technische Details 3.3.3). Behält man daher die selbe dielektrische Beschichtung, so würden damit auch die Kantensteilheiten unverändert bleiben. In diesem Fall kann „KYLIE“ nicht mehr viel optimiert werden. Schafft man es allerdings, noch steilere Kanten und somit noch geringere Kantenbreiten technisch umzusetzen, so würden sich höchstwahrscheinlich auch die internen Verluste von „KYLIE“ verringern und auch eine Verkleinerung des Keilwinkels wäre wieder denkbar.

7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel sollen abschließend noch einmal alle wichtigen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst werden. Die folgenden Ergebnisse ergaben sich unter Verwendung eines Auskopplungsspiegels mit einem Transmissionskoeffizienten von

$$T_5 = [35.69 \pm \underbrace{0.59}_{stat} \pm \underbrace{2.50}_{syst}] \%,$$

und bei einer auf die dünne Seite des Keils gerichteten Pumpleistung, im Versuch **„Optische Leistung eines Scheibenlasersystems bei verschiedenen Auskopplungsspiegeln“**.

Die höchste Laserleistung von $P_l = [708.0 \pm \underbrace{35.4}_{syst}]$ Watt, ergab sich bei einer Pumpleistung von 1389 Watt. Der größte differenzielle optisch-optische Wirkungsgrad ergab sich als

$$\eta_{o2o} = [0.585 \pm \underbrace{0.008}_{stat} \pm \underbrace{0.055}_{syst}]. \quad (7.1)$$

Der größte differenzielle elektro-optische Wirkungsgrad ergab sich als

$$\eta_{e2o} = [0.239 \pm \underbrace{0.002}_{stat} \pm \underbrace{0.012}_{syst}]. \quad (7.2)$$

Bei einer elektrischen Eingangsleistung von $P_E = 3532.8$ Watt wurde der höchste elektro-optische Wirkungsgrad erzielt, er betrug

$$\eta_{E2O} = [0.1831 \pm \underbrace{0.0092}_{syst}]. \quad (7.3)$$

Bei einer optischen Pumpleistung von $P_p = 1267.0$ Watt, wurde der größte optisch-optische Wirkungsgrad erzielt. Er betrug

$$\eta_{O2O} = [0.5107 \pm \underbrace{0.0255}_{syst}]. \quad (7.4)$$

Die folgenden Ergebnisse ergaben sich einmal mit- und einmal ohne eingesetzte 6 mm Blende vor der FTIR-Lichtquelle im Versuch **„Spektroskopische Analyse einer „KYLIE“-Vorrichtung mithilfe eines Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometers (FTIR)“**.

Ohne Blende ergaben sich als verschobene Kantenpositionen $\lambda_l = 1030 \text{ nm} = \lambda_k(22.98^\circ)$ und $\lambda_p = 969 \text{ nm} = \lambda_k(41.63^\circ)$. Mit 6 mm Blende ergaben sich als verschobene Kantenpositionen $\lambda_l = 1030 \text{ nm} = \lambda_k(25.48^\circ)$ und $\lambda_p = 969 \text{ nm} = \lambda_k(44.56^\circ)$. Die Kantensteilheit bei einem Winkel von 45° Grad betrug $\frac{dt}{d\lambda} = -19.33 \text{ \%/nm}$ mit 6 mm Blende und $\frac{dt}{d\lambda} = -10.43 \text{ \%/nm}$ ohne 6 mm Blende. Die Kantensteilheit bei einem Winkel von 28° Grad ergab sich als $\frac{dt}{d\lambda} = -18.70 \text{ \%/nm}$ mit 6 mm Blende und als $\frac{dt}{d\lambda} = -12.96 \text{ \%/nm}$ ohne 6 mm Blende.

Die folgenden Ergebnisse ergaben sich im Versuch „**Optische Laserverstärkung**“.

Die Verstärkung bei einer Referenzleistung von etwa $P_{seed} \approx 160$ Milliwatt betrug maximal zehn Komma acht. Die Steigungen aller Regressionsgeraden in den Messungen der Laseramplifikation für verschiedene Referenzleistungen, ergaben sich immer in etwa von der Größenordnung $m \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ W}^{-1}$. Somit handelte es sich auch bei der maximal gemessenen Verstärkung von 10.8 um eine Kleinsignalverstärkung.

Die folgenden Ergebnisse ergaben sich mittels einer „**Rigrod-Analyse**“.

Es ergaben sich interne Verluste von der Größenordnung $(4.1 \pm 0.7) \%$ in „KYLIE“. Die Signalverstärkung pro Durchgang lag in der Größenordnung von $g_0 \approx 10$. Das Verhältnis zwischen der im Lasermedium verfügbaren Energie und der mittels Pumpstrahlung eingestrahlten Energie η_{in} , belief sich auf $\eta_{in} = [0.695 \pm 0.049]$. Der maximale differenzielle optisch-optische Wirkungsgrad sollte sich laut Rigrod-Analyse für „KYLIE“ bei einem Transmissionskoeffizienten von $t = 0.32$ ergeben und $\eta_{o2o} = 0.577$ betragen.

Literatur

- [A.E17] A.EINSTEIN: Zur Quantentheorie der Strahlung. In: *Physikalische Zeitschrift* 18 (1917), S. 121–128
- [A.E86] A.E.SIEGMANN: *LASERS*. © 1986 University Science Books, 1986. – ISBN 0–935702–11–3
- [A.J59] A.JAVAN: Possibility of Production of Negative Temperature in Gas Discharges. In: *Phys. Rev. Lett.* 3 (1959), S. 87–89. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.3.87>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.3.87
- [BRAJ19] B.EWERS ; R.LORBEER ; A.FISCHER ; J.SPEISER: *New compact pump geometry for thin disk lasers with a tilted optical long-pass filter*. https://elib.dlr.de/128354/1/Photonics_West_2019.pdf, 2019
- [FLWH08] F.PEDROTTI ; L.PEDROTTI ; W.BAUSCH ; H.SCHMIDT: *Optik für Ingenieure*. Springer, 2008. – ISBN 978–3–540–73471–0. – Edition 4
- [J.R06] J.R.LAKOWICZ: *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. DOI <https://doi.org/10.1007/978-0-387-46312-4> : © Springer-Verlag US 2006, 2006. – ISBN ISBN:978–0–387–31278–1. – Edition 3
- [M.B20] M.BARTELMANN: *Theoretische Physik IV: Quantenmechanik (Skript)*. 2020. – Wird stets überarbeitet, zugegriffen: 02.03.2020
- [M.E13] M.EICHBORN: *Laserphysik*. DOI 10.1007/978-3-642-32648-6 : © Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013. – ISBN 978–3–642–32647–9
- [M.L09] M.LARIONOV: *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser*. © Herbert Utz Verlag GmbH, 2009. – ISBN 978–3–8316–0855–3
- [PJ88] P.W.MILONNI ; J.H.EBERLEY: *Lasers*. John Wiley and Sons, 1988. – ISBN 0–471–62731–3
- [P.S12] P.SCHMÜSER: *Theoretische Physik für Studierende des Lehramts 1*. DOI 10.1007/978-3-642-25397-3 : © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2012, 2012. – ISBN 978–3–642–25396–6
- [RBC⁺20] R.LORBEER ; B.EWERS ; C.SANTEK ; D.BEISECKER ; J.SPEISER ; T.DEKORSY: *A monolithic thin-disk laser and amplifier concept*. Zum Zeitpunkt des Zugriffs noch nicht veröffentlicht. Wird voraussichtlich 2020 durch OSA © veröffentlicht., 2020. – Zugriffen: März und April 2020

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 23.04.2020,

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'H. H. H.', written over a dotted line.

(Unterschrift)